

T H E S E

PRESENTÉE

**A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Roger CAMPARGUE

**ETUDE, PAR SIMPLE ET DOUBLE EXTRACTION DE JETS
SUPERSONIQUES PURS OU DOPES, DES EFFETS INTERVENANT
DANS LA FORMATION D'UN FAISCEAU MOLECULAIRE DE HAUTE INTENSITE
ET D'ENERGIE COMPRISE ENTRE 0 ET 25 eV**

Soutenue le 7 janvier 1970, devant la Commission d'Examen

MM. BRUN

Président

**ROUAULT
MASSIGNON**

Examineurs

T H E S E

PRESENTÉE

**A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Roger CAMPARGUE

**ETUDE, PAR SIMPLE ET DOUBLE EXTRACTION DE JETS
SUPERSONIQUES PURS OU DOPES, DES EFFETS INTERVENANT
DANS LA FORMATION D'UN FAISCEAU MOLECULAIRE DE HAUTE INTENSITE
ET D'ENERGIE COMPRISE ENTRE 0 ET 25 eV**

Soutenue le 7 janvier 1970, devant la Commission d'Examen

MM. BRUN

Président

**ROUAULT
MASSIGNON**

Examineurs



Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur MASSIGNON qui m'a fortement encouragé dans ce sujet d'étude et m'a conseillé au cours de mes recherches.

Je remercie vivement Messieurs les Professeurs BRUN et ROUAULT pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et les remarques qu'ils m'ont faites.

Je ne saurais oublier tous mes camarades de laboratoire pour l'aide qu'ils m'ont fournie et les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux. Je voudrais remercier en particulier FEINERMANN pour son assistance permanente au cours des expériences, BRETON et NENNER pour leur collaboration, BESSON pour les calculs numériques, DUCHEYLARD pour les analyses par spectrométrie de masse. La réalisation des appareils doit beaucoup à AULIT, RECULE, DROUSSENT et BOUFFENIE pour les études et fabrications mécaniques, DELETRE et BERA pour les montages électriques, LEMOINE pour la résolution de problèmes d'électronique ... Enfin je remercie Madame MAU qui a toujours accompli un travail fastidieux de dactylographie avec une égale gentillesse.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550217_0010

TABLE DES MATIERES

	Pages
PRINCIPALES NOTATIONS	7
INTRODUCTION	11
PREMIERE PARTIE : DEFINITION, PRODUCTION ET PROPRIETES DE JETS SUPER- SONIQUES LIBRES	21
<u>Chapitre 1</u> : Ecoulement isentropique unidimensionnel d'un gaz parfait	21
<u>Chapitre 2</u> : Description et étude des tuyères employées	27
<u>Chapitre 3</u> : Le jet libre	33
DEUXIEME PARTIE : ETUDE DE JETS SUPERSONIQUES LIBRES PAR SIMPLE EXTRACTION A L'AIDE D'UN ECORCEUR	39
<u>Chapitre 4</u> : L'écorceur et son interaction avec le jet libre pendant le processus d'extraction	39
<u>Chapitre 5</u> : Flux total à travers l'écorceur	49
<u>Chapitre 6</u> : Effet d'invasion du jet libre par le gaz résiduel de la chambre de détente	59
<u>Chapitre 7</u> : Nouvel effet de séparation des molécules induit par invasion du jet libre	69
TROISIEME PARTIE : METHODE, CONDITIONS EXPERIMENTALES ET DISPOSITIFS DE PRODUCTION DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES (DOUBLE EXTRACTION)	79
<u>Chapitre 8</u> : Etude théorique des jets moléculaires classiques et supersoniques	79
<u>Chapitre 9</u> : Conditions expérimentales de production de jets molé- culaires supersoniques	97
<u>Chapitre 10</u> : Description de nos générateurs de jets moléculaires supersoniques	103

	Pages
QUATRIEME PARTIE : PRODUCTION ET ETUDE DE JETS MOLECULAIRES DE HAUTE INTENSITE	117
<u>Chapitre 11</u> : Résultats préliminaires obtenus à l'aide du premier générateur	117
<u>Chapitre 12</u> : Généralités sur une étude de jets moléculaires supersoniques produits à l'aide de tuyères soniques	125
<u>Chapitre 13</u> : Etude des facteurs définissant le jet libre non perturbé à l'entrée de l'écorceur (Paramètres du premier groupe)	131
<u>Chapitre 14</u> : Etude des facteurs de perturbation dans la production de jets moléculaires supersoniques (Paramètres du deuxième groupe)	147
<u>Chapitre 15</u> : Relations générales entre les paramètres du premier et du deuxième groupe	173
<u>Chapitre 16</u> : Effets de temps de relaxation des degrés de liberté internes des molécules	185
CINQUIEME PARTIE : PRODUCTION ET ETUDE DE JETS MOLECULAIRES D'ENERGIE INTERMEDIAIRE (0,5 à 25 eV)	209
<u>Chapitre 17</u> : Effets de séparation et intensités des jets moléculaires obtenus avec des jets dopés	213
<u>Chapitre 18</u> : Energies et distributions des vitesses dans les jets moléculaires	221
CONCLUSION	255
BIBLIOGRAPHIE	237

PRINCIPALES NOTATIONS

A	: aire (surface, section, ouverture...)
a	: vitesse du son
c	: vitesse d'une molécule
$\vec{c}$	: vecteur vitesse d'une molécule
$\hat{c}$	: vitesse la plus probable d'une molécule
$\bar{c}$	: vitesse moyenne d'une molécule
C	: vitesse quadratique moyenne d'une molécule
c_p et c_v	: chaleurs spécifiques par unité de masse, à pression et volume constants
C_p et C_v	: chaleurs spécifiques molaires, à pression et volume constants
C_d	: coefficient de débit de la tuyère
D	: diamètre (tuyère, écorceur, collimateur, tube ...)
e	: énergie interne par unité de masse
E	: énergie interne molaire
f	: - fraction molaire - fonction de partition moléculaire
G	: gain
h	: - constante de Planck - enthalpie par unité de masse
H	: enthalpie molaire
I	: - intensité (flux) du jet moléculaire - moment d'inertie
$\mathcal{I}$	: invariant
k	: constante de Boltzmann
K	: facteur de Clausing
Kn	: nombre de Knudsen
l	: distance axiale séparant les ouvertures de définition du jet moléculaire
L	: longueur (cylindre, cône ...)
m	: masse de la molécule
$\dot{m}$	: débit massique
M	: masse moléculaire
$M = \frac{U}{a}$	: nombre de Mach
n	: densité numérique
N	: nombre d'Avogadro
$\dot{N}$	: flux total dans un générateur de jets moléculaires supersoniques
N_r	: nombre de collisions nécessaires pour qu'il y ait relaxation
P	: pression
$\dot{Q}$	: flux total dans un générateur de jets moléculaires classiques
Q_f	: section efficace de collision

- r : - distance radiale
 - constante relative à l'unité de masse d'un gaz parfait ($r = R/M = k/m$)
 R (sans indice) : constante universelle des gaz parfaits
 R (avec indice) : rayon
 s : entropie par unité de masse
 S : entropie molaire
 S_{ij} : $f_j(1-f_i)/f_i(1-f_j)$
 facteur de séparation correspondant à une variation de fraction molaire de f_i à f_j
 S_{kn} : $(m_{lourd}/m_{léger})^{1/2}$: facteur de séparation d'une membrane de diffusion gazeuse en régime de Knudsen
 $\hat{S} = U/\bar{c} = U/(2kT/m)^{1/2}$
 vitesse réduite
 $\mathcal{Q}$: vitesse volumique de pompage
 t : temps
 T : température
 U : $(=Ma)$: vitesse hydrodynamique
 u : composante du vecteur vitesse $\vec{c}$ suivant $\vec{U}$
 v et w : composantes de $\vec{c}$ dans un plan perpendiculaire à $\vec{U}$
 $\dot{V}$: débit volumique
 W : largeur d'une fente
 x : distance axiale

Symboles grecs

α_{int} et α_{ext} : angles intérieur et extérieur de l'écorceur

β : angle donnant l'inclinaison d'une onde de choc oblique

$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{C_p}{C_v}$: rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants

δ_E : épaisseur de l'arête de l'écorceur

δ_d : distance de détachement pour un choc détaché

ϵ : énergie relative à une molécule

ϵ : énergie d'attraction maximum des molécules, ou énergie caractéristique d'interaction

$\epsilon_{ij} = S_{ij} - 1$: effet de séparation correspondant à une variation de fraction molaire de f_i à f_j

$\epsilon_{Kn} = S_{Kn} - 1$: effet de séparation d'une membrane de diffusion gazeuse en régime de Knudsen

η : coefficient de viscosité des gaz

θ : angle polaire, angle par rapport à l'axe du jet

θ_i et θ_e : demi-angles intérieur et extérieur de l'écorceur

θ_r : température caractéristique de rotation

θ_v : température caractéristique de vibration

λ : libre parcours moyen

μ : masse réduite

ν : fréquence

ρ : densité massique

σ : distance entre molécules au minimum du potentiel intermoléculaire, ou diamètre de collision de la molécule

$\varphi(r)$: potentiel de Lennard-Jones

ω : angle solide

Ω_η : facteur de correction de la viscosité et des sections efficaces de collision, tenant compte des écarts que présentent les molécules réelles par rapport au modèle des sphères rigides non attractives.

Indices supérieurs ou inférieurs

- ()^{*} : conditions soniques ou critiques
- ()_M : disque de Mach
- ()_o : conditions génératrices (réservoir)
- ()₁ : Chambre 1 ou premier diaphragme de définition d'un jet moléculaire classique
- ()₂ : chambre 2 ou deuxième diaphragme de définition d'un jet moléculaire classique
- ()₃ : chambre 3
- ()_E : orifice de l'écorceur
- ()_C : orifice du collimateur
- ()_D : détecteur
- ()_{eff} : effectif
- ()_e ou ()_{ext} : extérieur
- ()_i ou ()_{int} : intérieur
- ()_{is} : isentropique
- ()_{lim} : limite
- ()_{max} : maximal
- ()_{min} : minimal
- ()_{opt} : optimal
- ()_{th} : théorique
- | | | |
|-----------------------------------|---|--|
| () _{trans, rot, ou vib} | } | relatif aux degrés de liberté de translation,
rotation ou vibration |
| () _{trans, rot, ou vib} | | |

ETUDE, PAR SIMPLE ET DOUBLE EXTRACTION DE JETS SUPERSONIQUES PURS OU DOPES, DES EFFETS INTERVENANT DANS LA FORMATION D'UN FAISCEAU MOLECULAIRE DE HAUTE INTENSITE ET D'ENERGIE COMPRISE ENTRE 0 ET 25 eV

INTRODUCTION

I - INTERET DES JETS SUPERSONIQUES DANS LA DYNAMIQUE DES GAZ RAREFIES

L'écoulement des fluides compressibles a été étudié depuis longtemps. De nombreux travaux théoriques et expérimentaux, concernant les jets supersoniques et les ondes de choc, datent du siècle dernier. Ainsi, les connaissances dans ce domaine étaient déjà assez précises vers 1900. Toutefois, la dynamique des gaz n'a intéressé qu'un petit nombre de physiciens et d'ingénieurs jusque vers 1940. Ses applications étaient presque limitées à la balistique et à la construction des turbines à vapeur.

Cette situation s'est modifiée profondément au cours de la Deuxième Guerre Mondiale, avec le développement des avions rapides, des engins, des explosifs... Enfin les recherches aérospatiales ont donné une impulsion considérable à la dynamique des gaz qui occupe actuellement dans le monde un très grand nombre de mathématiciens, de physiciens et d'ingénieurs.

Durant la dernière décade, le domaine des gaz raréfiés a été étudié tout particulièrement. Afin de faire périodiquement le point sur l'état des recherches, on a créé un important congrès ("International Symposium on Rarefied Gas Dynamics") permettant à de nombreux chercheurs de se réunir tous les deux ans : Nice, 1958 ; Berkeley, 1960 ; Paris, 1962 ; Toronto, 1964 ; Oxford, 1966 ; M.I.T., Cambridge, 1968 ; Pise, 1970 ; Stanford, 1972 ... Depuis 1964, nous avons participé régulièrement à ces réunions qui nous ont permis d'avoir de nombreux et très fructueux contacts.

Dans la dynamique des gaz raréfiés, les jets supersoniques à basse densité occupent une place de choix. On les produit de plus en plus en remplaçant les tuyères convergentes-divergentes classiques, ou tuyères de LAVAL, par des tuyères soniques, ne présentant pas de partie divergente. On obtient ainsi le jet libre qui a fait l'objet de nombreuses recherches théoriques et expérimentales concernant:

1° - l'étude de sa structure et celle des ondes de choc qui lui sont attachées,

2° - l'étude des effets de séparation des molécules intervenant dans les jets de mélanges gazeux,

3° - la production, l'étude et les applications des jets moléculaires de haute intensité (KANTROWITZ et GREY, 1951), de basse énergie ($< 0,5$ eV) et d'énergie intermédiaire (0,5 à 25 eV). Cette troisième direction a pris une importance suffisante pour qu'un nouveau congrès ("Symposium International sur les Jets Moléculaires") soit créé et réunisse régulièrement des chercheurs de plus en plus nombreux (Cannes 1967, 1969, 1971...).

Nous avons effectué nos recherches principalement dans le domaine relatif aux jets moléculaires. Mais pour mieux comprendre leur formation et par suite améliorer la technique utilisée pour les produire, nous avons dû considérer longuement le jet libre et résoudre le problème de son extraction à l'aide d'un écorceur (en anglais "skimmer"). Des résultats parmi les plus importants ont été interprétés en suivant le comportement de molécules étrangères au gaz formant le jet étudié. Ces dernières étaient introduites soit dans la tuyère, soit dans la chambre de détente et à l'extérieur du jet libre. Cela nous a aussi conduit à examiner des effets de séparation des molécules déjà connus et à nous intéresser tout particulièrement à un nouvel effet séparatif mis en évidence au cours de nos expériences. De plus, c'est grâce aux jets de mélanges binaires (jets dopés, en anglais "seeded beams"), que nous avons pu obtenir des énergies intermédiaires ($> 0,5$ eV).

Ces considérations générales montrent comment les trois domaines cités plus haut sont intimement liés et combien il serait difficile d'étudier en particulier le troisième si l'on négligeait les deux autres.

II - ETAT DES CONNAISSANCES AU DEBUT DU PRESENT TRAVAIL

1° - Le jet libre : Diverses propriétés du jet libre étaient déjà connues au début de la dernière décade. OWEN et THORNHILL (1948) avaient donné la distribution des nombres de Mach pour un gaz de $\gamma = 1,4$, subissant une détente libre dans un vide parfait. Le problème théorique relatif à l'extraction d'un jet supersonique avec un diaphragme en forme de dièdre ou de cône, était déjà traité indirectement. On connaissait en effet l'interaction se produisant entre le jet et le dièdre (voir par exemple LIEPMANN et ROSHKO, 1962, p.97). Pour le cas plus compliqué se rapportant au cône, une solution avait été donnée par TAYLOR et MACCOL (1933). La structure de choc du jet libre avait été visualisée dans des souffleries. Certains résultats donnaient la position de la couche limite et des chocs latéraux (LOVE et al. 1959) et permettaient de situer le premier choc normal (ADAMSON et NICHOLLS, 1959 ; BIER et SCHMIDT, 1961). Ces études n'étaient valables que pour des rapports de détente relativement faibles et dépassant rarement 100. Un peu plus tard, BIER et HAGENA (1963) ont montré par strioscopie une interaction compliquée se produisant entre un écorceur et une structure de choc du jet libre. Mais leurs résultats obtenus avec une pression génératrice $P_0 = 40$ atm. et une pression résiduelle $P_1 = 1$ atm., ne s'appliquent pas nécessairement au domaine des gaz raréfiés.

2° - Effets de séparation des molécules dans les jets libres de mélanges gazeux

L'idée d'une séparation positive induite par le jet, semble remonter à DIRAC pendant la dernière guerre mondiale. Il s'agit d'un enrichissement en molécules

lourdes, se produisant sur l'axe de la tuyère et observé pour la première fois par TAHOURDIN (1946) à Oxford. Ensuite, BECKER et ses collaborateurs (1955, 1957...) ont longuement étudié ces effets à Karlsruhe avec divers mélanges binaires et en particulier isotopiques (argon naturel, UF_6). Des observations faites par WATERMAN et STERN (1959) et STERN et al. (1960), ont confirmé ces résultats. Enfin REIS et FENN (1963) ont mis en évidence un autre effet séparatif induit non par le jet, mais par la sonde servant à prélever des échantillons dans un jet de mélange binaire.

3° - Jets moléculaires de haute intensité

KANTROWITZ et GREY (1951) ont proposé d'améliorer la technique des jets moléculaires en remplaçant l'effusion classique par le mouvement ordonné d'un jet supersonique. Mais leur théorie que PARKER et al. (1960) ont représentée d'une façon plus rigoureuse, n'est valable que dans des conditions idéales non réalisables en pratique. Ainsi un premier dispositif construit aux Etats-Unis par KISTIAKOWSKY et SLICHTER (1951), ne permit pas de vérifier ces prévisions encourageantes. On attribua cet échec principalement à l'insuffisance des vitesses de pompage employées. En augmentant celles-ci, BECKER et BIER (1954) produisirent à KARLSRUHE des faisceaux moléculaires intenses d'hydrogène et montrèrent ainsi la valeur de cette méthode. Ils furent aussi les premiers dans ce domaine, à utiliser le jet libre et à remplacer le système classique à symétrie plane par un autre à symétrie axiale. La technique s'est développée ensuite avec les sources de protons polarisés construites aux Etats-Unis (CLAUSNITZER, 1959), au CERN à Genève (KELLER et al., 1960) et à SACLAY (THIRION et al., 1960). Ces générateurs de jets d'hydrogène atomique fonctionnent à l'aide de pompes à grands débits. La tendance à augmenter les vitesses de pompage s'est encore accentuée aux Etats-Unis. Dans les installations réalisées à PRINCETON (FENN et DECKERS, 1963) et à l'Université de VIRGINIE (SCOTT et DREWRY, 1963), les capacités des pompes à diffusion atteignent en effet $40\ 000\ l.s^{-1}$.

Ces divers appareils produisaient alors des jets moléculaires dont les intensités dépassaient d'un facteur 10 à 100, celles données par les sources effusives classiques. Les valeurs obtenues restaient cependant très inférieures aux prévisions de KANTROWITZ et GREY (1951). Les énergies demeuraient au-dessous de 0,5 eV et il a fallu attendre quelques années de plus pour arriver dans le domaine des énergies intermédiaires.

III - EVOLUTION DES CONNAISSANCES AU COURS DES RECHERCHES EFFECTUEES DANS NOTRE LABORATOIRE

1° - Le jet libre

Les travaux de SHERMAN (1963) et surtout de ASHKENAS et SHERMAN (1966) ont conduit à une très belle description du jet libre, valable pour $\gamma = 5/3$, $7/5$ et $9/7$. Ces auteurs donnent en effet des expressions analytiques simples, permettant de calculer les nombres de Mach et les pressions d'impact sur l'axe, ainsi que les densités en tous points du jet. L'intérieur de la bouteille de choc est présenté, dans sa partie axiale, comme une "zone de silence" insensible aux variations de la

pression extérieure P_1 . Il est cependant évident que ce résultat ne s'applique plus à basse densité, où le jet est en régime moléculaire. Il devient alors perméable au gaz résiduel de la chambre de détente, comme l'ont observé FENN et ANDERSON (1966), BROWN et HEALD (1967), GOVERS et al. (1969)... dans des expériences où P_1 était le plus souvent inférieur à 10^{-3} torr. Nous avons aussi montré par simple extraction, que le gaz résiduel peut envahir le jet libre, même si l'on a : $10^{-2} < P_1 < 1$ torr (CAMPARGUE, 1967a, 1969b, 1970). Ainsi, nous avons des conditions où la structure de choc existait encore. En effet, la technique utilisant la fluorescence des molécules excitées à l'aide d'un canon à électrons, a permis de visualiser cette structure tant que P_1 ne devenait pas inférieur à 10^{-2} torr (FRENCH, 1965 ; BOSSEL et al., 1969).

Par l'intermédiaire du jet moléculaire obtenu le plus souvent par double extraction, on peut aussi suivre certains phénomènes se produisant au cours de la détente du gaz. Ainsi, la condensation donnant des "polymères" ou "essaims" de molécules (en anglais "clusters") est apparue d'abord en examinant les intensités et les distributions des vitesses dans le faisceau moléculaire (BECKER et al. 1956b, 1962). Plus tard, elle a été mise en évidence par spectrométrie de masse (HENKES, 1961) et étudiée par diffraction électronique (AUDIT et ROUAULT, 1967, 1969, a et b). Une analyse des distributions des vitesses permet aussi de déceler le "gel" (en anglais "freezing") des degrés de liberté des molécules. Cette méthode a servi en effet pour étudier la relaxation rotationnelle (HAGENA et HENKES, 1960 ; MILLER et ANDRES, 1967) et la relaxation translationnelle (ANDERSON et al., 1966 ; SCOTT et PHIPPS, 1967). Mais on peut aussi connaître les contributions rotationnelles dans les chaleurs spécifiques totales, en mesurant des pressions d'arrêt (LEFKOWITZ et KNUTH, 1969) ou en déterminant spectroscopiquement les températures de rotation (ROBBEN et TALBOT, 1966 ; MARRONE, 1967). Nous avons encore trouvé des effets de relaxation vibrationnelle et rotationnelle (H_2 , D_2), d'après les valeurs d'un invariant apparaissant dans les conditions optimales de formation du jet moléculaire (CAMPARGUE, 1966b). Enfin, des analyses théoriques ont été faites en ce qui concerne les vibrations (PHINNEY, 1964), les rotations (KNUTH, 1964a) et les translations (KNUTH, 1964a, HAMEL et WILLIS, 1966).

2° - Effets de séparation des molécules

En utilisant la technique de visualisation, mentionnée ci-dessus, ROTHE (1966), CENTER (1967) et SEBACHER (1968, 1969) ont analysé la lumière émise par fluorescence, pour connaître en tous points la composition de jets de mélanges binaires. Ainsi, ils ont pu retrouver à faible distance de la tuyère, la séparation positive induite par le jet (barodiffusion) et expliquée théoriquement par ZIGAN (1962), MIKAMI et TAKASHIMA (1964, 1968) et SHERMAN (1965). A peu près en même temps que ABUAF et al. (1967a), nous avons confirmé ce résultat par simple extraction axiale d'un jet de mélange binaire (CAMPARGUE, 1967b).

La séparation positive induite par la sonde (REIS et FENN, 1963), a été étudiée par CHANG (1967) sur des mélanges binaires. Nos expériences en cours permettent d'observer des effets semblables sur le mélange naturel des isotopes de l'argon.

Enfin, nous avons mis en évidence et examiné tout particulièrement un nouvel effet séparatif de signe contraire aux précédents (enrichissement en molécules

légères sur l'axe), qui est induit par invasion du jet libre (CAMPARGUE, 1967a, 1969c, 1970).

3° - Production de jets moléculaires

Certaines corrections à la théorie des jets moléculaires supersoniques ont été faites par HAGENA et MORTON (1967) pour tenir compte de la divergence des lignes de courant du jet libre.

L'influence de la pression résiduelle P_1 est apparue dans tous les laboratoires où l'on s'intéresse à ces jets moléculaires. C'est pour essayer d'éliminer cette perturbation que l'utilisation de grandes vitesses de pompage a été maintenue (FRENCH et O'KEEFE, 1966 ; GOVERS et al. 1969 ; SCHUGERL, 1969) ou même accentuée grâce au cryopompage (BROWN et HEALD, 1967 ; SCOLLES, 1968). Nous avons cependant obtenu des résultats au moins comparables à ceux des autres chercheurs, en utilisant des pompes dont les débits sont parfois plus de mille fois plus faibles que les leurs (CAMPARGUE, 1963, 1964, 1966a). Notre méthode originale consiste à rendre l'effet d'invasion négligeable en augmentant suffisamment la densité du jet libre pour qu'il soit imperméable au gaz résiduel, ou encore pour avoir une "zone de silence" dans sa partie axiale (CAMPARGUE, 1968, 1969d). Des expériences récentes ont montré que l'intensité du jet moléculaire et le nombre de Mach croissent en même temps que la pression génératrice P_0 même si la pression résiduelle P_1 varie parallèlement, par exemple de façon que $P_0/P_1 = \text{Cte}$ (CAMPARGUE et BRETON, 1971). Dans ces dispositifs fonctionnant avec des densités relativement élevées, on pratique nécessairement une double extraction, le régime moléculaire n'étant pas totalement atteint à l'orifice de l'écorceur (CAMPARGUE, 1967b). Cela permet d'utiliser des pompes à faibles débits et par suite de réaliser des appareils compacts et relativement peu coûteux. De tels générateurs de jets moléculaires peuvent cependant donner des nombres de Mach aussi grands que les autres ($M > 15$) et des intensités nettement plus élevées (10^{19} à 3.10^{20} mol.ster⁻¹s⁻¹). Ce type d'appareil a été construit pour plusieurs laboratoires et se trouve actuellement disponible dans le commerce.

Il faut signaler cependant que l'interaction entre le jet et l'écorceur devient plus forte lorsque la densité augmente à l'orifice d'extraction. Ce problème étant moins important dans les autres laboratoires que dans le nôtre, a été très souvent négligé. Toutefois, l'influence des angles de l'écorceur a été brièvement examinée par BIER et HAGENA (1966) et par BOSSEL (1968, 1969). Ce dernier auteur a surtout montré l'importance de la longueur du cône extérieur. Les perturbations dues à la présence de ce diaphragme pouvant être très fortes dans les conditions de nos expériences, nous avons fait une étude très complète des paramètres qui le définissent (CAMPARGUE, 1969d). Ainsi il apparaît qu'en choisissant très soigneusement la géométrie de l'écorceur, il est possible non d'éliminer mais de réduire considérablement son influence perturbatrice.

D'une façon générale, nous avons étudié plus qu'ailleurs de nombreux facteurs géométriques et physiques intervenant dans la formation du faisceau moléculaire. Nous avons en particulier fait varier considérablement la nature du gaz en nous intéressant à 24 sortes de molécules. Enfin, contrairement à la plupart des autres chercheurs, nous avons attaché une grande importance au flux total à travers l'écorceur pour comprendre le fonctionnement de nos générateurs. C'est cela qui

nous a conduits vers l'effet d'invasion, qui est à l'origine du nouvel effet séparatif se produisant dans le cas des mélanges.

La méthode des jets moléculaires supersoniques a permis d'obtenir non seulement de hautes intensités, mais aussi des énergies intermédiaires (0,5 à 25 eV). Dans le cas des gaz purs, ce domaine n'a été accessible qu'à partir de températures génératrices très élevées. Celles-ci ont été réalisées à l'aide du tube à choc (SKINNER et al., 1961, 1965, 1966 ; JONES, 1967) ou de l'arc électrique (KNUTH, 1963, 1967 ; KESSLER et KOGLIN, 1966). Il est cependant difficile de dépasser 3 eV en utilisant ces techniques qui ont aussi l'inconvénient de décomposer de nombreuses molécules. Des énergies nettement plus élevées peuvent être atteintes avec des températures génératrices beaucoup moins hautes, en accélérant aérodynamiquement des molécules lourdes par un gaz léger (H_2 ou He). Cette méthode des jets dopés (en anglais "seeded beams"), qui s'est développée à la suite des travaux de BECKER et HENKES (1956a) et de KLINGELHOFER et LHOSE (1964), a permis de combler le domaine de 1 à 10 eV, en ne dépassant pas 2 100°K (ABUAF et al., 1967 a et b). Comme l'ont montré les expériences de ces trois groupes de chercheurs et les nôtres (CAMPARGUE, 1967b), le faisceau moléculaire ainsi formé, peut être fortement enrichi en molécules lourdes. Au point de vue énergie, nous avons déjà obtenu 3,4 eV à température ambiante et 11 eV en chauffant le réservoir à $T_0 \approx 900^\circ K$ (CAMPARGUE et BRETON, 1971). Cette amélioration résulterait de densités relativement élevées qui permettent de réduire le glissement observé par ABUAF et al. (1967a) entre les distributions des vitesses des molécules lourdes et légères. Enfin il faut signaler que YOUNG et KNUTH (1969) sont arrivés à 21 eV en accélérant aérodynamiquement des mélanges binaires (He-Ar) chauffés par arc.

Toutes les recherches relatives à la production de jets moléculaires supersoniques ont pour but de comprendre leur formation et d'augmenter le plus possible les intensités et les énergies des molécules. Les diverses perturbations qui empêchent d'atteindre les prévisions théoriques valables pour des conditions idéales, varient d'un appareil à l'autre et selon leurs conditions de fonctionnement. Mais elles demeurent généralement de même nature. Ainsi, des études faites par d'autres chercheurs, même avec des installations très différentes des nôtres, ont été d'une grande utilité pour interpréter nos résultats. C'est pour cette raison que nous sommes restés en contact assez étroit avec plusieurs groupes américains, canadiens ou européens. Nous avons eu de très fructueuses discussions en particulier à l'occasion des congrès, ou au cours de nos voyages et visites de laboratoires, ou encore lorsque nous avons reçu à SACLAY de nombreux chercheurs dont une trentaine d'étrangers.

IV - PLAN DU PRESENT TRAVAIL

Dans la première partie, nous rappelons d'abord les lois classiques relatives aux écoulements de gaz dans les tuyères. Nous présentons ensuite diverses propriétés déjà connues des jets libres et des structures de choc qui leur sont attachées. Enfin, des courbes caractéristiques de débit sont données pour les deux tuyères soniques le plus souvent employées.

Notre étude de jets supersoniques a été faite à l'aide de générateurs de jets moléculaires du type KANTROWITZ-GREY (1951). Ces dispositifs décrits

antérieurement (CAMPARGUE, 1964, 1966a, 1967b), comprennent trois chambres ne pouvant communiquer entre elles qu'à travers deux diaphragmes appelés écorceur et collimateur. Ainsi, une extraction axiale de jets supersoniques peut être réalisée en deux étapes successives.

Les résultats présentés dans la deuxième partie ont été obtenus par simple extraction effectuée à l'aide de l'écorceur, c'est-à-dire en n'utilisant que les deux premières chambres du générateur. Nous savions déjà, grâce à diverses données théoriques et expérimentales, qu'il existe une interaction compliquée entre le jet libre et l'écorceur. Nous présentons et discutons des résultats concernant le flux total à travers ce diaphragme. Nos expériences font apparaître des valeurs mesurées de ce flux qui sont parfois très supérieures aux prévisions théoriques (CAMPARGUE, 1969b). Les travaux antérieurs ne permettant pas d'interpréter ces observations inattendues, nous avons dû rechercher un phénomène nouveau pour essayer de les comprendre.

Le système d'ondes de choc du jet libre est généralement considéré comme une surface fermée imperméable au gaz extérieur. Nous avons montré cependant que cette structure de choc produite dans une région où règne une pression de 10^{-2} à 1 torr, peut être partiellement envahie par les molécules environnantes (CAMPARGUE 1969b). Comme nous l'avons mis en évidence et étudié à l'aide d'un gaz étranger au jet détendu, ces molécules résiduelles de la chambre de détente sont d'abord aspirées et puis entraînées par le jet libre à travers l'écorceur. Cet effet d'entraînement existe surtout quand le processus d'extraction est effectué en régime subsonique. Mais il est loin d'être négligeable en régime supersonique, exigeant alors que la structure de choc soit envahie dans sa "zone de silence", par le gaz résiduel extérieur. Cet effet nous a permis d'expliquer les valeurs excessives trouvées pour le flux total à travers l'écorceur.

Dans le cas où un mélange gazeux est introduit autour de la structure de choc, nous avons observé que le phénomène d'invasion s'exerce très préférentiellement sur les molécules légères. Ainsi, lorsque l'extraction est réalisée en régime supersonique, un mélange enrichi en gaz léger est entraîné par le gaz vecteur dans la deuxième chambre. Les facteurs de séparation ainsi obtenus, sont considérables par rapport à ceux donnés par une membrane de diffusion gazeuse. Ce nouvel effet séparatif (CAMPARGUE, 1967a, 1969c, 1970) s'applique en particulier aux mélanges isotopiques.

Pour obtenir les résultats suivants, nous avons fait une double extraction de jets supersoniques, en utilisant les trois chambres du générateur.

Dans la troisième partie, nous rappelons d'abord la théorie des jets moléculaires classiques et supersoniques. Ensuite, nous présentons les conditions expérimentales pour les obtenir, tout en discutant les hypothèses sur lesquelles sont basés les résultats théoriques. Enfin, nous décrivons nos générateurs dont l'originalité est de fonctionner par double extraction, avec des pressions relativement élevées maintenues à l'aide de pompes à faibles débits (CAMPARGUE, 1963).

La quatrième partie se rapporte à la production et à l'étude de jets moléculaires de haute intensité (10^{18} à 3.10^{20} mol.ster⁻¹ s⁻¹). Nous avons examiné d'abord les paramètres définissant le jet libre non perturbé à l'entrée de l'écorceur. Ces paramètres, dits du premier groupe, sont le diamètre effectif D_{eff}^* de la tuyère, la distance x_E qui la sépare de l'écorceur, la pression P_0 et la température T_0 .

dans l'état générateur, et la nature du gaz (M , η_0 , γ).

Dans cette étude, les paramètres du deuxième groupe, c'est-à-dire les facteurs de perturbation liés à l'existence de pressions résiduelles dans les chambres successives et à la présence des deux diaphragmes, avaient une influence qui était soit négligeable, soit constante. Les résultats sont valables en particulier pour une valeur grossièrement constante à γ constant, de la distance x_M entre la tuyère et le disque de Mach. Ainsi, pour les conditions optimales de formation du jet moléculaire, nous avons trouvé un premier invariant à γ constant, qui contient les paramètres du premier groupe (CAMPARGUE, 1966a) :

$$(\mathcal{J}_1)_{\text{opt}} \equiv \frac{(P_0)_{\text{opt}} \sqrt{M} D_{\text{eff}}^{*2}}{\eta_0 \sqrt{T_0} (x_E^2)_{\text{opt}}} \sim \frac{D_{\text{eff}}^{*2}}{(\lambda_0)_{\text{opt}} (x_E^2)_{\text{opt}}} \sim \frac{1}{(\lambda_E)_{\text{opt}}}$$

λ_0 et λ_E étant les libres parcours moyens respectivement dans le réservoir et à l'orifice de l'écorceur. L'existence d'une valeur optimale $(\lambda_E)_{\text{opt}}$ obtenue ainsi en première approximation, a été confirmée à l'aide de résultats théoriques utilisés en tenant compte des écarts que présentent les sections efficaces de collisions des molécules réelles par rapport au modèle des sphères rigides. Enfin nous avons observé que $(\lambda_E)_{\text{opt}}$ augmente avec γ et avec x_M .

Dans les conditions optimales où $(\mathcal{J}_1)_{\text{opt}} \approx \text{Cte}$, nous avons trouvé un deuxième invariant (CAMPARGUE, 1969a) :

$$(\mathcal{J}_2)_{\text{opt}} \equiv \frac{(P_0)_{\text{opt}} \cdot D_{\text{eff}}^{*2}}{P_1 \cdot (x_E)_{\text{opt}}} \sim (x_M^2)_{\text{opt}} / (x_E)_{\text{opt}}$$

P_1 étant la pression résiduelle dans la chambre de détente. Ces résultats nous ont conduits au nombre sans dimensions (CAMPARGUE, 1969a) :

$$(\mathcal{J}_1)_{\text{opt}} \cdot (\mathcal{J}_2)_{\text{opt}} \equiv \frac{(x_M^2)_{\text{opt}}}{(\lambda_E)_{\text{opt}} \cdot (x_E)_{\text{opt}}} \sim \frac{D_{\text{eff}}^{*2}}{(\lambda_0)_{\text{opt}} \cdot (x_E^2)_{\text{opt}}} \cdot \frac{(P_0)_{\text{opt}} D_{\text{eff}}^{*2}}{P_1 (x_E)_{\text{opt}}}$$

que nous avons trouvé constant, non seulement dans les conditions optimales, mais encore pour tous les maxima des courbes donnant l'intensité du jet moléculaire en fonction de x_E . Nous en avons déduit la relation générale:

$$\left(\frac{x_E}{D_{\text{eff}}^*} \right)_{\text{max}} = \frac{1}{C_S(\gamma)} \left(\frac{1}{Kn_0} \cdot \frac{P_0}{P_1} \right)^{1/3}$$

où $Kn_0 = \lambda_0 / D_{\text{eff}}^*$ et $C_S(\gamma)$ ne dépend que de γ . Cette formule a été vérifiée pour cinq gaz de $\gamma = 1,4$ (N_2 , O_2 , CO_2 , N_2O , CO), à l'aide d'appareils de plusieurs laboratoires et en faisant varier largement les paramètres : D_{eff}^* , P_1 , P_0/P_1 ou x_M (CAMPARGUE, 1969a). Des limites de validité apparaissent cependant avec la raréfaction ($P_1 < 10^{-3}$ torr) et la condensation. Les expériences ont montré que cette relation donne les conditions où notre effet d'invasion du jet libre devient une perturbation dominante dans la production de jets moléculaires supersoniques.

Après cette étude relative à P_1 , nous avons examiné d'autres paramètres du

2ème groupe et en particulier ceux qui définissent la géométrie de l'écorceur : diamètre, angles intérieur et extérieur, longueur du cône extérieur, épaisseur de l'arête. Les résultats (CAMPARGUE, 1969d) ont fait apparaître une interaction importante entre le jet libre et l'écorceur, qu'il est impossible d'éliminer complètement. Mais notre relation est presque indépendante de ces facteurs géométriques.

L'intensité du jet moléculaire doit théoriquement augmenter avec le nombre de Mach à l'entrée de l'écorceur, ou encore avec $(x_E/D_{\text{eff}}^*)_{\text{max}}$. Ainsi la formule ci-dessus montre que pour une vitesse de pompage donnée dans la chambre de détente (proportionnelle à P_0/P_1), il est très avantageux d'augmenter les valeurs absolues des pressions. Cette amélioration qui résulte d'une atténuation de l'effet d'invasion par augmentation des densités dans le jet, est à la base de notre conception originale de générateurs de jets moléculaires supersoniques (CAMPARGUE, 1968, 1969d).

Par suite d'effets de temps de relaxation (CAMPARGUE, 1966b), nous avons remarqué dans les chaleurs spécifiques totales, l'absence de contributions vibrationnelles pour la plupart des gaz et même rotationnelles pour H_2 et D_2 . Ces indications sont données par les valeurs de $(J_1)_{\text{opt}}$ qui est très sensible aux variations de γ alors que $(J_2)_{\text{opt}}$ en est presque indépendant.

La cinquième partie se rapporte à des jets moléculaires d'énergie intermédiaire, obtenus en accélérant aérodynamiquement des molécules lourdes par un gaz léger (H_2 ou He). Nous avons observé sur l'axe de ces jets dopés un enrichissement considérable en molécules lourdes (CAMPARGUE, 1967b). Les distributions des vitesses ont été analysées à l'aide de dispositifs de temps de vol : l'un comprenant un canon à électrons lents donnant des bouffées de molécules métastables, et un multiplicateur d'électrons pour les détecter (NENNER et al., 1969), l'autre formé d'un hacheur mécanique et d'un détecteur à ionisation sensible à la densité des molécules (CAMPARGUE et BRETON, 1971). Ainsi on a trouvé à température ambiante, d'une part les vitesses théoriques limites dans le cas des gaz purs, d'autre part des énergies de 1 eV et 3,4 eV respectivement pour l'argon et le xénon accélérés aérodynamiquement par l'hydrogène. L'énergie du xénon devient voisine de 11 eV lorsqu'on élève la température génératrice à $T_0 \approx 900^\circ K$, l'effet de glissement déjà signalé étant très faible dans les conditions de nos expériences (CAMPARGUE et BRETON, 1971).

- PREMIERE PARTIE -

DEFINITION, PRODUCTION ET PROPRIETES DE JETS SUPERSONIQUES LIBRES

Chapitre 1

ECOULEMENT ISENTROPIQUE UNIDIMENSIONNEL D'UN GAZ PARFAIT

I - GENERALITES

L'écoulement d'un gaz dans une conduite est souvent adiabatique. Dans des canalisations courtes, comme les tuyères et les diffuseurs, les effets de frottement sont faibles et, en l'absence d'onde de choc, l'écoulement est réversible donc isentropique ($s = s_0$). A l'intérieur de filets fluides, ou tubes de courant élémentaires situés en dehors des couches limites, les effets de viscosité et de conductivité thermique sont négligeables et les équations de l'écoulement isentropique peuvent être considérées comme exactes.

II - HYPOTHESES

Les lois que l'on va rappeler seront appliquées au cours de cette étude de jets supersoniques. Elles sont valables sauf indication contraire, en faisant les hypothèses suivantes :

- 1° - le gaz est parfait,
- 2° - la transformation est réversible,
- 3° - le régime permanent est établi,

4° - les propriétés du fluide dans une section A perpendiculaire aux lignes de courant, sont constantes ou subissent des variations négligeables par rapport à celles existant le long d'une ligne de courant. Cette approximation unidimensionnelle conduit à des relations très simples, le plus souvent suffisantes. Ainsi, des grandeurs telles que la vitesse hydrodynamique U , la pression P , la masse volumique ρ , la densité numérique n , la température T et les caractéristiques du fluide par unité de masse (grandeurs spécifiques) comme l'énergie interne e , l'enthalpie h etc..., ne dépendent que de l'abscisse de la section A, comptée sur une ligne de courant à partir d'une origine quelconque.

III - ETAT GENERATEUR

Il est toujours possible d'imaginer un état réel, ou fictif, où le fluide est au repos. C'est par exemple le cas dans un grand réservoir à partir duquel s'écoule isentropiquement un gaz. Dans cet état, dit générateur, toutes les grandeurs caractéristiques du fluide seront représentées avec l'indice zéro, comme c'est indiqué sur la figure 1. On exprimera ainsi la pression génératrice P_0 , l'enthalpie génératrice h_0 etc... Cependant les expressions température totale T_0 , pression totale P_0 etc... sont aussi parfois employées.

IV - EQUATIONS DU MOUVEMENT

Dans l'écoulement défini ci-dessus, les quatre grandeurs U , P , ρ et T doivent satisfaire aux quatre équations suivantes :

1° - Equation de continuité qui traduit le principe de conservation de la masse :

Pour un tube de courant de section A :

$\iint_A \rho \vec{U} \cdot \vec{n} dA = Cte$, $\vec{n}$ étant un vecteur unitaire sur la normale à un élément de surface dA de A . Si la vitesse est constante dans toute la section d'aire A et normale à cette section :

$$\rho U A = Cte$$

$$\text{ou} \quad \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dU}{U} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (1)$$

2° - Equation thermodynamique qui traduit le principe de la conservation de l'énergie (1er principe) :

$$h_0 = h + \frac{U^2}{2}$$

$$\text{ou} \quad d\left(\frac{U^2}{2}\right) + dh = 0 \quad (2)$$

3° - Equation dynamique qui traduit le principe fondamental de la dynamique:

$$d\left(\frac{U^2}{2}\right) + \frac{dP}{\rho} = 0$$

$$\text{ou} \quad dP = - \rho U dU \quad (3)$$

C'est l'équation d'EULER qui se déduit facilement de l'équation (2) et de $s = s_0$. En effet :

$$dh = T ds + v dP = \frac{dP}{\rho}$$

4° - Equation d'état du gaz parfait :

$$\frac{P}{\rho} = r T \quad , \text{ ou } P = n k T \quad (4)$$

avec : $r = R/M = k/m$

R : constante universelle des gaz parfaits,

k : constante de BOLTZMANN,

M : masse moléculaire,

m : masse de la molécule.

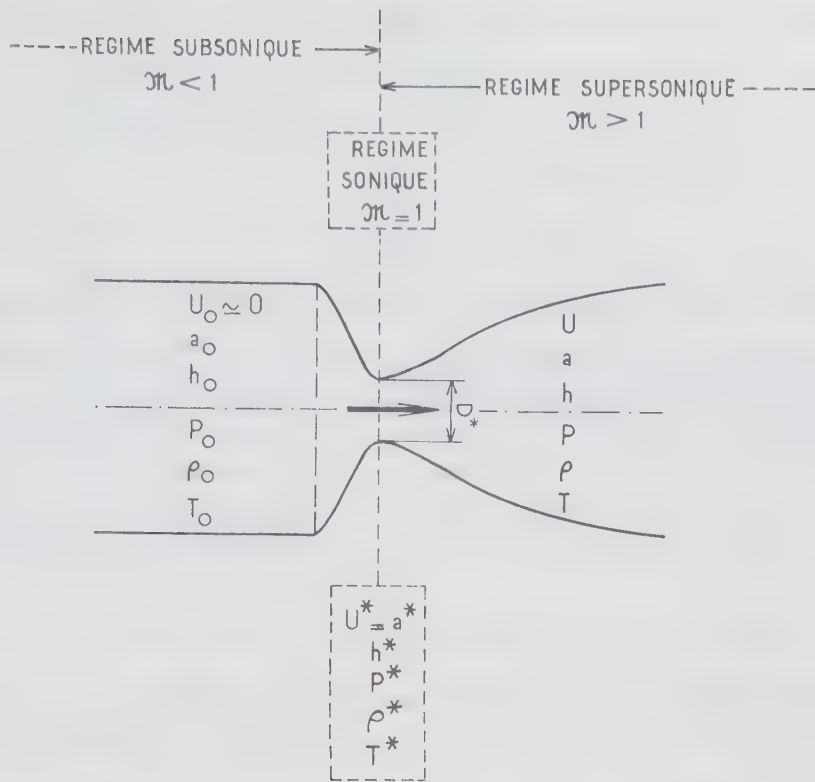


Figure 1 - Tuyère convergente divergente
(tuyère de Laval)

V - DISTINCTION ENTRE ECOULEMENT SUBSONIQUE ET SUPERSONIQUE

En combinant l'équation de continuité (1) et l'équation d'EULER (3), on peut écrire :

$$\frac{dA}{A} = - \frac{dU}{U} - \frac{d\rho}{\rho} = \frac{dP}{\rho} \left\{ \frac{1}{U^2} - \frac{d\rho}{dP} \right\}$$

Comme la transformation est isentropique, on a de plus :

$$\frac{dP}{d\rho} = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s = a^2$$

a étant la vitesse du son. Il en résulte la relation d'HUGONIOT :

$$\frac{dA}{A} = \frac{dP}{\rho U^2} \left(1 - \frac{U^2}{a^2} \right) = \frac{dP}{\rho U^2} (1 - M^2) \quad (5)$$

$M \equiv \frac{U}{a}$ étant le nombre de Mach. Cette équation, combinée à l'inégalité $dU/dP < 0$ résultant de la relation d'EULER (3), donne les conclusions suivantes :

1° - Pour un écoulement subsonique ($M < 1$) :

$$\frac{dA}{dP} > 0 \quad ; \quad \frac{dA}{dU} < 0$$

2° - Pour un écoulement supersonique ($M > 1$) :

$$\frac{dA}{dP} < 0 \quad ; \quad \frac{dA}{dU} > 0$$

3° - Pour un écoulement sonique ($\mathcal{M} = 1$) :

$$\frac{dA}{dP} = 0 \quad ; \quad \frac{dA}{dU} = 0$$

Il faut remarquer que la célérité a du son n'est pas constante, mais varie avec la température locale du gaz comme :

$$a = \left(\gamma \frac{kT}{m} \right)^{1/2} = (\gamma r T)^{1/2} \quad (6)$$

γ étant le rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants.

Ces résultats sont résumés sur la figure 1 dans le cas de l'écoulement d'un gaz dans une tuyère convergente-divergente, ou tuyère de LAVAL.

On remarque en particulier que les variations de section A ont des effets opposés selon que le régime d'écoulement est subsonique ou supersonique. De plus, c'est pour $\mathcal{M} = 1$ que cette section A a une valeur minimale. Dans cet état dit critique, les caractéristiques du gaz seront représentées avec l'astérisque.

VI - ECOULEMENT ADIABATIQUE D'UN GAZ PARFAIT

Certaines relations, ne résultant que du premier principe de la thermodynamique, sont valables pour un écoulement adiabatique quelconque de gaz parfait, réversible ou non.

Pour un gaz parfait : $\Delta h = c_p \cdot \Delta T = \frac{\gamma}{\gamma-1} r \cdot \Delta T$

puisque : $\begin{cases} c_p - c_v = r \\ c_p / c_v = \gamma \end{cases}$

d'où : $h_0 = h + \frac{U^2}{2}$ donne immédiatement la vitesse hydrodynamique :

$$U = \sqrt{2 c_p (T_0 - T)} = \sqrt{\frac{2 \gamma}{\gamma-1} r (T_0 - T)} \quad (7)$$

Ainsi tous les états à la même température ont la même vitesse.

On peut définir maintenant trois vitesses de référence qui sont très utiles :

1° - la vitesse maximale d'écoulement obtenue lorsque $T = 0$:

$$U_{\max} = \sqrt{\frac{2 \gamma}{\gamma-1} r T_0} \quad (8)$$

2° - la vitesse du son dans l'état générateur :

$$a_0 = \sqrt{\gamma r T_0} \quad (9)$$

3° - la vitesse critique :

$$a^* = \sqrt{\frac{2 \gamma}{\gamma+1} r T_0} \quad (10)$$

qu'on déduit facilement de $U^* = a^*$, puisque $\mathcal{M} = 1$ au col de la tuyère.

Une relation importante concernant la température est donnée par (7) :

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{U^2}{2 c_p T} = 1 + \frac{U^2}{\gamma r T} \cdot \frac{\gamma r}{2 c_p}$$

et puisque :

$$a^2 = \gamma r T \quad \text{et} \quad c_p = \gamma r / (\gamma - 1),$$

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \mathcal{M}^2 \quad (11)$$

VII - ECOULEMENT ISENTROPIQUE D'UN GAZ PARFAIT

Dans une transformation isentropique subie par un gaz parfait, on a entre la température, la pression et la masse volumique les relations :

$$\frac{P_o}{P} = \left(\frac{\rho_o}{\rho} \right)^\gamma \quad ; \quad \frac{T_o}{T} = \left(\frac{P_o}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (12)$$

et aussi : $\frac{P}{\rho T} = \frac{P_o}{\rho_o T_o} = r$

On déduit de (11) qui est la seule relation valable pour des transformations irréversibles ou non, deux autres relations importantes applicables uniquement aux processus isentropiques :

$$\frac{P_o}{P} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \mathcal{M}^2 \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (13)$$

$$\frac{\rho_o}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \mathcal{M}^2 \right)^{1/(\gamma-1)} \quad (14)$$

Dans les conditions particulières de l'état critique ($\mathcal{M} = 1$), ces relations deviennent :

$$\frac{T^*}{T_o} = \left(\frac{a^*}{a_o} \right)^2 = \frac{2}{\gamma+1} = 0,8333 \quad (15)$$

$$\frac{P^*}{P_o} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} = 0,5283 \quad (16)$$

$$\frac{\rho^*}{\rho_o} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{1/(\gamma-1)} = 0,6339 \quad (17)$$

On peut trouver beaucoup plus de détails concernant l'écoulement isentropique unidimensionnel, dans les livres de SHAPIRO (1953), COMOLET (1961), LIEPMANN et ROSHKO (1962)...

Chapitre 2

DESCRIPTION ET ETUDE DES TUYERES EMPLOYEES

I - GEOMETRIE DES TUYERES EMPLOYEES

Toute tuyère doit être convergente du côté amont, afin que la détente commence naturellement à partir de $P/P_0 = 1$.

Dans les souffleries à basses densités et surtout dans les générateurs de jets moléculaires supersoniques, on a tendance à remplacer les tuyères convergentes-divergentes classiques, ou tuyères de LAVAL (figure 1), par des tuyères dites "soniques", ne présentant pas de partie divergente du côté aval. Ces dernières peuvent être formées d'un simple convergent de forme quelconque (Figure 2,a), ou conique (figure 2,b) ou même par une simple ouverture pratiquée dans une paroi plane et mince par rapport aux dimensions de cette ouverture (figure 2,c). Dans cette étude de jets supersoniques, des tubes capillaires en métal ou en verre (figure 2,d) ont aussi été utilisés comme tuyères. Cependant, après des expériences préliminaires faites avec une buse de LAVAL dont la partie divergente est très courte (figure 2,e), c'est le convergent conique obtenu à l'aide d'un écorceur renversé (voir chapitre 4) qui nous a servi le plus souvent. Cette forme (figure 2,b') permet en effet de déterminer avec le plus de précision le diamètre D^* de l'orifice de sortie ainsi que sa position.

II - EXPRESSION THEORIQUE GENERALE DU DEBIT MASSIQUE D'UNE TUYERE

Le débit d'une tuyère est celui qui en traverse une section quelconque. Il augmente lorsque la pression aval P_1 diminue à partir de la pression génératrice P_0 , et atteint sa valeur maximale au moment où l'écoulement au col devient sonique. Cet état critique se produit quand la pression au col devient égale à la pression critique déjà définie (16) :

$$P^* = P_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \approx \frac{P_0}{2}$$

Dans ces conditions, la valeur de P_1 correspondante est égale à celle de la pression dans la section de sortie. Ainsi le col devient sonique et le débit limite est atteint :

- pour $P_1 = P^*$ avec une tuyère convergente (dite sonique)

- et pour $P_1 < P^*$ avec une tuyère convergente-divergente (dite de LAVAL).

Dans les deux cas, le débit ne varie plus, même si la pression aval P_1 continue à

diminuer. A partir des conditions créant l'état critique, une diminution de P_1 rend donc l'écoulement supersonique en aval du col de la tuyère. Il existe alors une expression théorique générale du débit massique que l'on peut facilement calculer en considérant, par exemple, le tube de courant dans sa section d'aire minimale A^* (voir chapitre 1) :

$$\begin{aligned} (\dot{m})_{th} &= \rho^* A^* a^* = P_o \sqrt{M} A^* \left\{ \frac{2 \gamma}{(\gamma+1) RT_o} \right\}^{1/2} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{1/(\gamma-1)} \\ \text{ou } (\dot{m})_{th} &= P_o \sqrt{M} \cdot \frac{\pi D^{*2}}{4} \left[\frac{\gamma}{RT_o} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (18)$$

Cette relation est valable pour les diverses tuyères définies précédemment, mais non pour les capillaires.

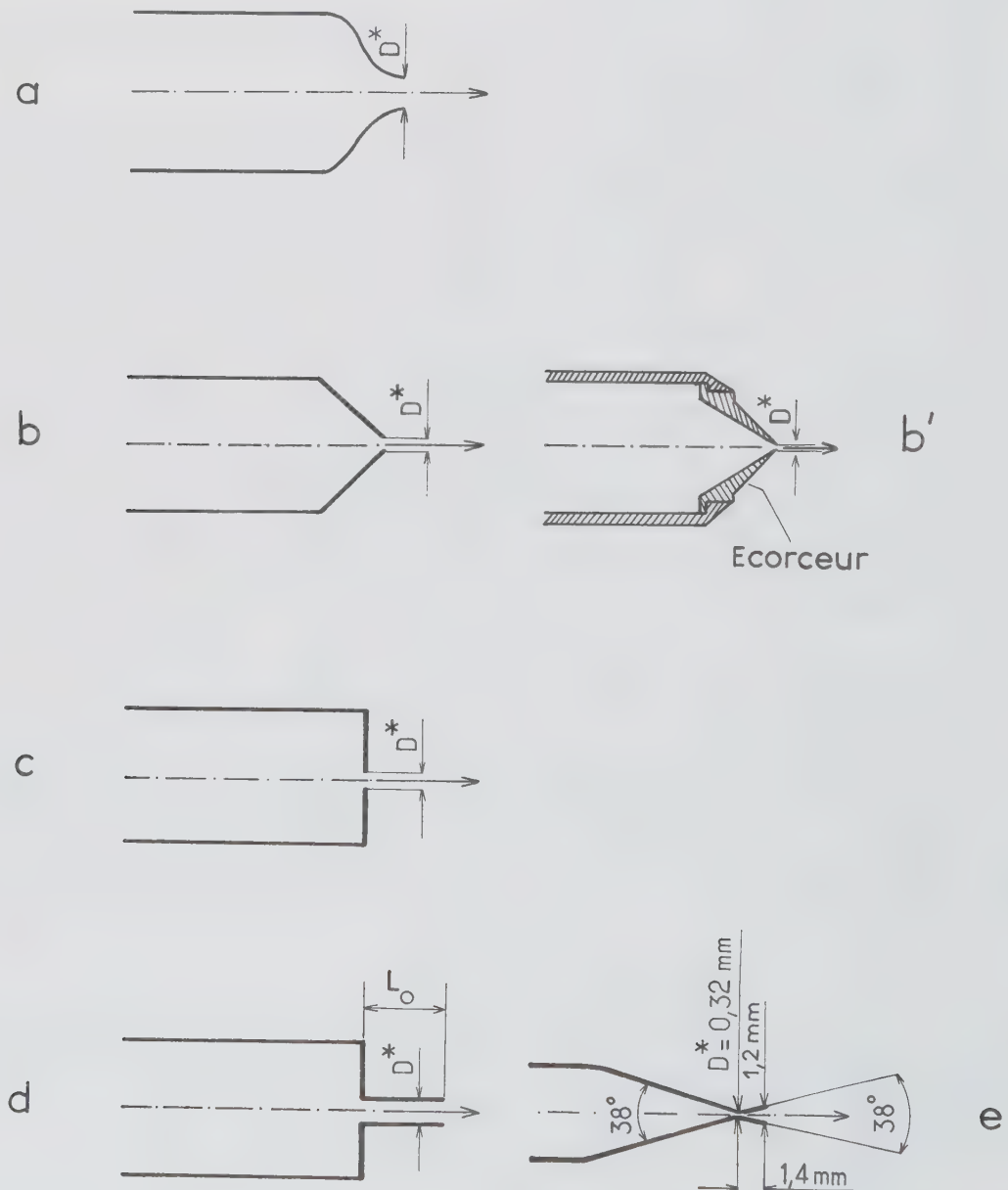


Figure 2 - Différentes formes des tuyères employées

III - COEFFICIENT DE DEBIT D'UNE TUYERE (C_d)

Dans un écoulement réel à travers une tuyère, il existe toujours une couche limite le long des parois, par suite des effets de viscosité. Ainsi le diamètre effectif D_{eff}^* au col est toujours inférieur au diamètre géométrique D^* . Il en résulte un débit massique réel :

$$\dot{m} = \rho^* a^* \frac{\pi}{4} D_{eff}^{*2} < (\dot{m})_{th} \quad (19)$$

Le coefficient de débit est par définition :

$$C_d = \left[\frac{D_{eff}^*}{D^*} \right]^2 = \frac{\dot{m}}{(\dot{m})_{th}} = \frac{4 \dot{m} \sqrt{RT_0}}{\pi D^{*2} P_0 \sqrt{M} \left[\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{1/2}} \quad (20)$$

Le diamètre effectif D_{eff}^* de la tuyère étant très important dans une étude de "jets supersoniques", il est indispensable de déterminer C_d dans les conditions expérimentales des recherches que nous avons entreprises. Il est même souvent intéressant de connaître les variations de ce coefficient en fonction de la pression génératrice P_0 , et du diamètre D^* de la tuyère. Ces deux paramètres peuvent être étudiés simultanément par l'intermédiaire du nombre de REYNOLDS au col :

$$Re^* = \frac{\rho^* a^* D_{eff}^*}{\eta_0} \quad (21)$$

défini en prenant le coefficient de viscosité η_0 du gaz dans l'état générateur. On peut l'exprimer à partir de $\dot{m}$ (19) :

$$Re^* = \frac{4 \dot{m}}{\pi \eta_0 D_{eff}^*} = \frac{4 \dot{m}}{\pi \eta_0 C_d^{1/2} D^{*}} \quad (22)$$

IV - DETERMINATION EXPERIMENTALE DES COEFFICIENTS DE DEBIT ET DES DIAMETRES EFFECTIFS DES TUYERES EMPLOYEES

Dans cette étude de jets supersoniques, il nous suffit de connaître D_{eff}^* uniquement dans les conditions expérimentales employées. Pratiquement, le coefficient C_d n'étant pas très inférieur à 1, nous n'avons déterminé les valeurs effectives du diamètre de la tuyère, que pour faire des calculs précis. Cependant les courbes caractéristiques de débit soit $C_d = f(P_0)$ ou $C_d = f'(Re^*)$, ont été obtenues dans le cas de CO_2 pour les deux tuyères qui ont fonctionné le plus souvent sur notre premier générateur de jets moléculaires supersoniques (CAMPARGUE, 1964, 1966a).

A - Mesure du débit massique réel $\dot{m}$

A l'aide d'un ballon de gaz, dont le volume déterminé en tenant compte des tubes de jonction, était de 6 560 cm³, nous avons alimenté la tuyère sous une pression génératrice P_0 . Celle-ci, mesurée selon sa valeur à l'aide d'un manomètre à mercure ou à huile, était maintenue constante en utilisant une vanne à aiguille intercalée entre le ballon et la tuyère. Pendant une durée de fonctionnement de Δt secondes, un deuxième manomètre indiquait une diminution de pression de ΔP torr dans le ballon. Ainsi le débit en volume correspondant, calculé dans les conditions

normales de température et de pression (273°K et 760 mmHg), était :

$$\dot{V} = 6\,560 \cdot \frac{1}{\Delta t} \cdot \frac{\Delta P}{760} \cdot \frac{273}{T_0} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$$

T_0 étant la température ambiante égale à la température génératrice ($T_0 \approx 293^\circ\text{K}$).
Le débit massique $\dot{m}$ s'en déduit facilement :

$$\dot{m} = \frac{\dot{V} M}{22\,400} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$$

et la précision obtenue est de l'ordre de 1 %.

B - Calcul du débit massique $(\dot{m})_{th}$

Ce calcul est une simple application de la formule (18) connaissant P_0 , T_0 et D^* . Dans le cas des molécules diatomiques et plus généralement des molécules linéaires (CO_2 en particulier), on a pris $\gamma = 1,4$. Nous verrons en effet (chapitre 16) que, pour ces molécules les contributions vibrationnelles dans les chaleurs spécifiques totales sont négligeables au cours de la détente du gaz (CAMPARGUE, 1966b).

Il faut remarquer que $(\dot{m})_{th}$ est obtenu avec moins de précision que $\dot{m}$, par suite des difficultés pour connaître le diamètre géométrique D^* . Celui-ci est mesuré optiquement, avec une incertitude d'autant plus grande qu'il est plus petit et qu'il présente davantage d'irrégularités.

C - Courbes caractéristiques de débit

Dans le cas de CO_2 et pour les deux tuyères les plus employées (figure 2,b') de diamètre $D^* = 0,47 \text{ mm}$ et $D^* = 0,83 \text{ mm}$, nous avons mesuré $\dot{m}$ et calculé $(\dot{m})_{th}$ comme il est indiqué ci-dessus. Ainsi C_d et Re^* ont pu être calculés d'après les formules (20) et (22) respectivement, pour diverses valeurs de la pression génératrice P_0 .

Les courbes caractéristiques correspondantes

$$\begin{aligned} C_d &= f(P_0) \\ \text{et} \quad C_d &= f'(Re^*) \end{aligned}$$

sont données sur les figures 3 et 4 respectivement. D'après la dispersion des points, ces résultats sont reproductibles avec une erreur relative qui est au maximum de l'ordre de 1 %. Cependant les valeurs absolues de C_d sont beaucoup plus incertaines, à cause des erreurs importantes commises sur D^* et par suite sur $(\dot{m})_{th}$.

D - Diamètre effectif des tuyères (D_{eff}^*)

Bien que le coefficient de débit C_d soit connu avec assez peu de précision, il est possible d'obtenir D_{eff}^* à 0,5 % près en mesurant $\dot{m}$ et en appliquant directement la relation (19). Il revient au même d'utiliser les courbes caractéristiques de débit (figures 3 et 4) donnant des valeurs précises du produit $C_d^{1/2} \cdot D^* = D_{eff}^*$.

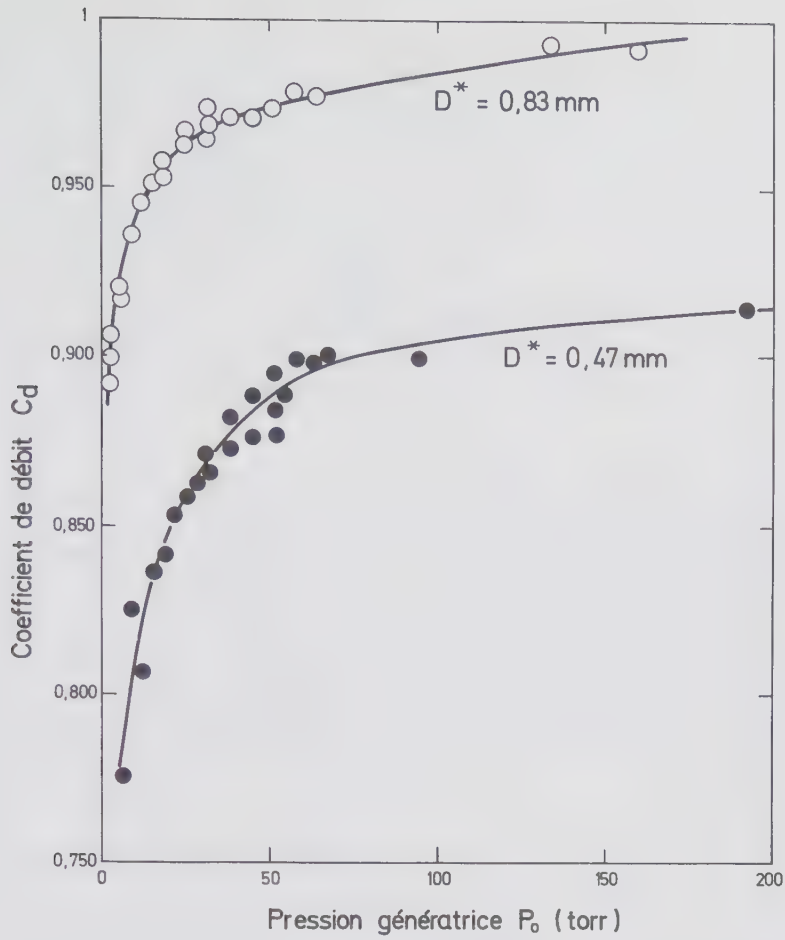


Figure 3 - Courbes caractéristiques de débit $C_d = f(P_0)$

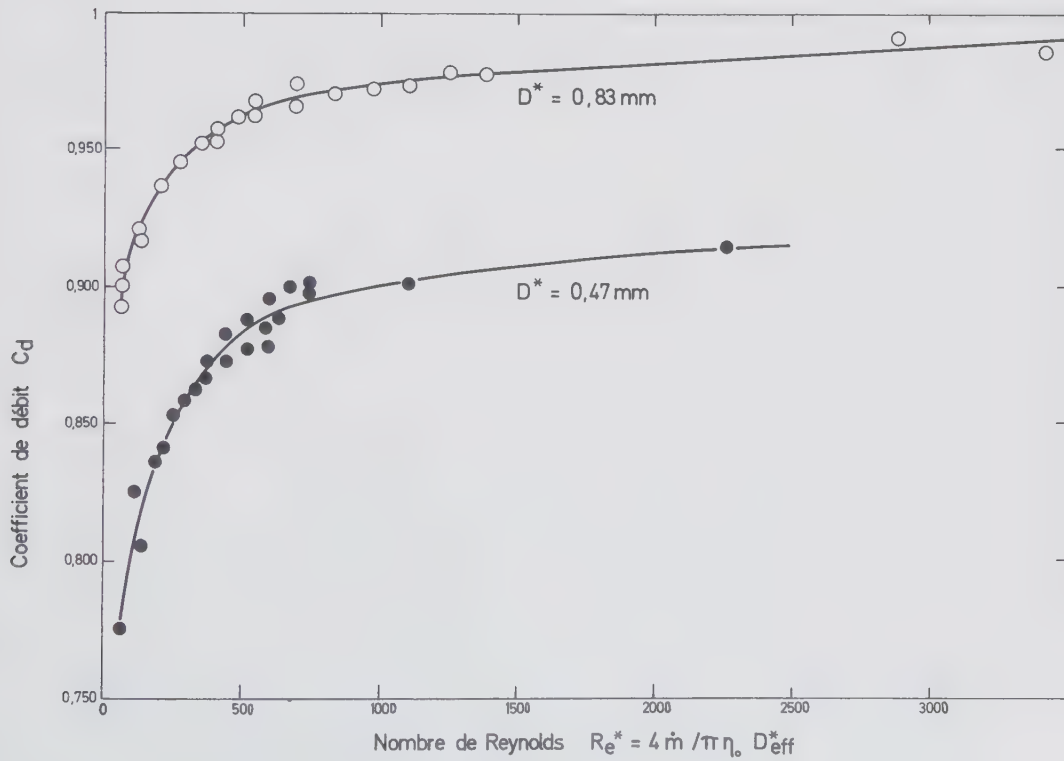


Figure 4 - Courbes caractéristiques de débit $C_d = f'(Re^*)$

Chapitre 3

LE JET LIBRE

Lorsqu'un gaz se détend à la sortie d'une tuyère "sonique", il se forme un jet libre en aval de l'orifice de sortie. La production de jets supersoniques par cette détente libre s'est largement développée surtout pendant les dix dernières années. Cette méthode permet en effet d'obtenir, pour une capacité de pompage donnée, des nombres de Mach plus grands que ceux produits par détente dans une tuyère de LAVAL. Elle a aussi été encouragée par les grands progrès accomplis dans la résolution théorique du problème du jet libre.

I - JET LIBRE DANS LES CONDITIONS IDEALES

A - Résultats divers donnés par le calcul

OWEN et THORNHILL (1948) ont été les premiers à étudier théoriquement le jet libre. Ils ont obtenu par la méthode des caractéristiques, une solution idéale pour un gaz parfait ($\gamma = 7/5$) subissant une détente isentropique libre, dans une région où règne une pression nulle ($P_1 = 0$). La distribution des nombres de Mach trouvée ainsi sur l'axe de la tuyère, est représentée sur la figure 5, en fonction de la distance à l'orifice de sortie, exprimée en diamètre D^* de cet orifice sonique.

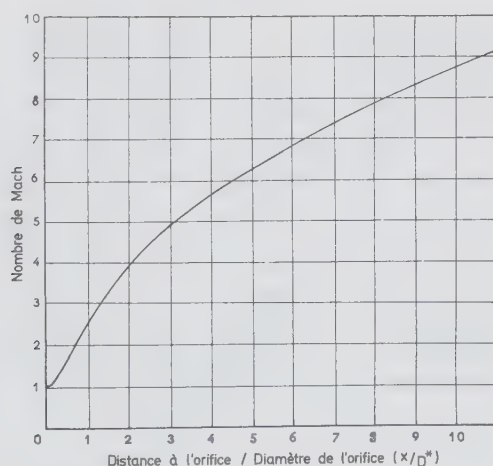


Figure 5 - Distribution axiale des nombres de Mach obtenue par OWEN et THORNHILL (1948) pour $\gamma = 1,4$

La détente libre ne peut généralement se produire dans le vide parfait, mais dans une région où la pression résiduelle P_1 peut perturber l'écoulement supersonique et même provoquer la formation du système d'ondes de choc du jet libre (figure 6). Cette structure de choc a été souvent visualisée par des méthodes strioscopiques ou à l'aide de canons à électrons, même pour des pressions P_1 atteignant 10^{-2} torr (FRENCH, 1965).

Par le calcul et l'expérience, et pour de faibles rapports de détente P_0/P_1 , LOVE et al. (1959) ont étudié la position de la couche limite, celle des ondes de choc latérales (bouteille de choc) et du disque de Mach. ADAMSON et NICHOLLS (1959) ont aussi donné une solution théorique à cette première onde de choc normale, valable pour des rapports de détente P_0/P_1 inférieurs à 140 et l'ont vérifiée expérimentalement. BIER et SCHMIDT (1961) ont comparé leurs résultats concernant la position de ce choc normal, à ceux des deux groupes précédents. Ces divers travaux ont conduit à l'expression indépendante de γ :

$$x_M/D^* = 0,67 (P_0/P_1)^{1/2} \quad (23)$$

donnant la position du disque de Mach avec une très bonne précision. Cette relation générale a été vérifiée par ASHKENAS et SHERMAN (1966) jusqu'à $P_0/P_1 = 17\,000$. De plus, CRIST et al. (1966) ont montré que x_M/D^* est indépendant de la forme de la tuyère convergente, de la condensation, et n'ont trouvé que de faibles variations dans un domaine de température génératrice allant de 300 à 4 200°K.

D'après SHERMAN (1963a) et ASHKENAS et SHERMAN (1966), la partie intérieure de la structure de choc du jet libre, ou encore le "coeur" de la cellule de Mach, est une "zone de silence" insensible aux perturbations subies par la couche limite quand la pression extérieure P_1 varie. De plus, la distribution axiale des nombres de Mach reste indépendante de la pression génératrice P_0 . La région la plus uniforme et les nombres de Mach les plus grands se trouvent sur l'axe et juste en amont du disque de Mach. Dans cette région privilégiée, la densité peut devenir très inférieure à celle qui règne à l'extérieur de la cellule de Mach, lorsque les rapports de détente P_0/P_1 ont des valeurs élevées. Ainsi peut s'expliquer l'obtention de nombres de Mach plus grands qu'à l'aide d'une tuyère de LAVAL.

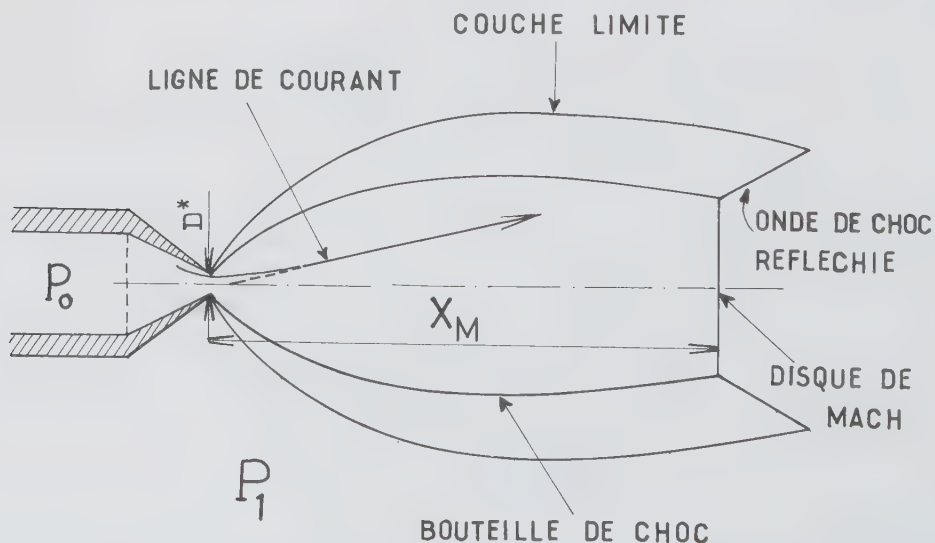


Figure 6 - Système d'ondes de choc du jet libre

A l'intérieur de la bouteille de choc, la distribution axiale des nombres de Mach est la même que celle trouvée théoriquement pour $P_1 = 0$. La solution obtenue par WOLFF (1962), à l'aide de la méthode des caractéristiques, est représentée sur la figure 7 pour $\gamma = 5/3$, $7/5$ et $9/7$. (Résultats publiés par SHERMAN (1963) et FRENCH (1966).

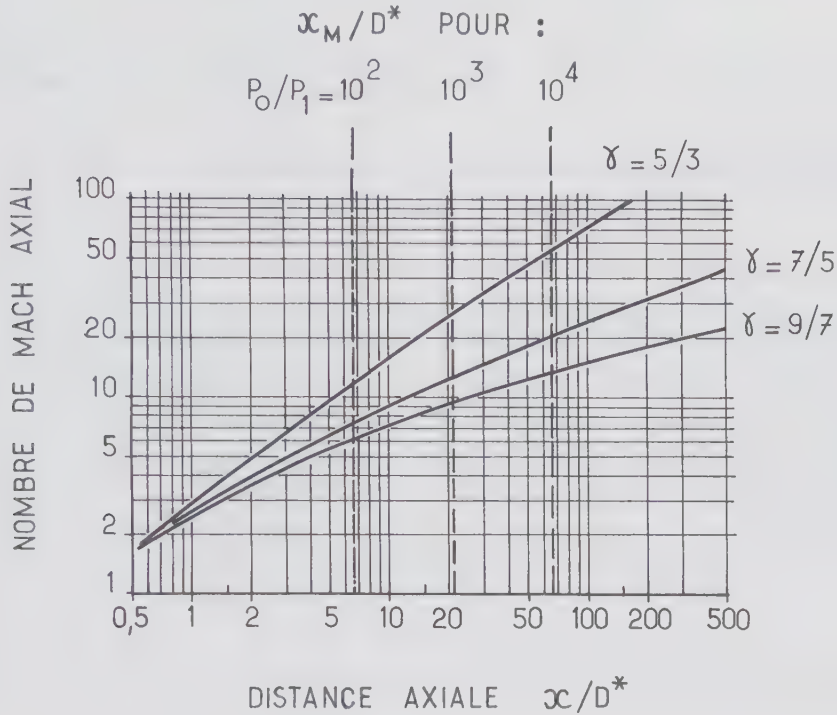


Figure 7 - Distributions axiales des nombres de Mach trouvées par WOLFF (1962).
Ces résultats ont été publiés par SHERMAN (1963) et FRENCH (1966).

B - EXPRESSION ANALYTIQUE DES RESULTATS DONNES PAR LA METHODE DES CARACTERISTIQUES

En utilisant les résultats de WOLFF (1962), ASHKENAS et SHERMAN (1966) ont montré que les lignes de courant d'un jet supersonique libre semblent être rayonnées à partir d'une source ponctuelle apparente. Celle-ci est située sur l'axe et à une distance x_0/D^* en aval de l'orifice de la tuyère (figure 6). Ainsi, ces auteurs ont pu obtenir une expression analytique pour la distribution axiale des nombres de Mach :

$$\mathcal{M} = A' \left(\frac{x-x_0}{D^*} \right)^{\gamma-1} - \frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[A' \left(\frac{x-x_0}{D^*} \right)^{\gamma-1} \right]^{-1} \quad (24)$$

où A' et x_0 sont des constantes dépendant de γ , figurant dans le tableau II.

Pratiquement nous avons calculé $\mathcal{M}$ avec les coefficients numériques donnés par ASHKENAS et SHERMAN (1964) :

$$\mathcal{M} = A'' \left(\frac{x}{D^*} \right)^{\gamma-1} + B'' \left(\frac{x}{D^*} \right)^{1-\gamma} \quad (25)$$

A'' et B'' figurant dans le tableau I suivant :

Tableau I

γ	A''	B''
5/3	3,31	- 1,01
7/5	3,64	- 1,21
9/7	4,00	- 1,58

De même la pression d'impact, qui est la grandeur la plus facile à obtenir expérimentalement, est donnée par :

$$\frac{P_i}{P_0} = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{1/(\gamma-1)} A'^{-2/(\gamma-1)} \left(\frac{x-x'_0}{D^*} \right)^{-2} \quad (26)$$

où la constante x'_0 est légèrement modifiée par rapport à x_0 (tableau II).

Le long de chaque ligne de courant, la masse volumique est inversement proportionnelle au carré de la distance r à la source apparente x_0 , la vitesse limite étant vite sensiblement atteinte. La variation de la masse volumique d'une ligne de courant à une autre (c'est-à-dire avec l'angle polaire θ et à une distance constante r de x_0) est approximativement indépendante de r . Le champ de densité est ainsi défini par :

$$\begin{cases} \frac{\rho(r,\theta)}{\rho(r,0)} = \cos^2 \frac{\pi \theta}{2C'} \\ \rho(r,0) = B' \rho_0 r^{-2} \end{cases}$$

ρ_0 étant la masse volumique dans l'état générateur.

On en déduit :

$$\frac{\rho(r,\theta)}{\rho_0} = B' \cos^2 \frac{\pi \theta}{2C'} \cdot r^{-2} \quad (27)$$

où B' et C' sont des constantes figurant dans le tableau II :

Tableau II

γ	x_0/D^*	x'_0/D^*	A'	B'	C'
5/3	0,075	0,04	3,26	0,643	1,365
7/5	0,40	0,13	3,65	0,357	1,662
9/7	0,85	-	3,96	0,246	1,888

Les formules donnant les nombres de Mach et les pressions d'impact représentent à 1 % près la solution trouvée par la méthode des caractéristiques, tandis que la relation donnant la masse volumique n'est valable qu'à 3 ou 4 % près.

II - VALIDITE DES RESULTATS THEORIQUES OBTENUS DANS DES CONDITIONS IDEALES

Les résultats donnés ci-dessus, établis pour des conditions idéales, sont généralement assez bien vérifiés par l'expérience. Ainsi REIS et FENN (1963) ont trouvé, pour les nombres de Mach, des variations axiales voisines de celles prévues par la théorie, sauf aux grandes distances x/D^* . Cependant, plusieurs facteurs peuvent éloigner de la réalité ces solutions idéales, lorsque certaines corrections sont négligées.

A - Effets de viscosité à l'orifice de la tuyère

Nous avons déjà vu (chapitre 2) que l'on a toujours $D_{\text{eff}}^* < D^*$, à l'orifice de la tuyère, par suite des effets de viscosité. Une correction parfois importante est ainsi nécessaire, puisque les relations précédentes doivent être appliquées en prenant D_{eff}^* au lieu de D^* .

B - Phénomènes de "gel" des degrés de liberté des molécules (effets de raréfaction)

Dans une détente isentropique, la température des degrés de liberté internes des molécules varie exactement comme la température de translation et toute l'énergie est convertie en énergie cinétique suivant l'axe de la tuyère. Mais la densité décroissant rapidement, la fréquence de collision des molécules diminue aussi très vite, ce qui peut entraîner successivement le "gel" (ou la non-relaxation) des degrés de liberté de vibration, rotation et translation (CAMPARGUE, 1966b). A partir de ce dernier état thermodynamique, les nombres de Mach restent fixes, le régime devenant moléculaire. Mais la densité décroît toujours suivant la même loi qui reste donc applicable en calculant des nombres de Mach fictifs.

C - Effets de condensation

La condensation dans le jet faisant apparaître des polymères (en anglais "clusters"), peut aussi provoquer des perturbations importantes. On cherche généralement à l'éviter, les jets "condensés" ayant peu d'applications et demeurant encore assez mal connus.

BECKER et al. (1956b, 1962) ont "sentit" la présence de polymères en examinant les intensités et les distributions de vitesses, dans les jets moléculaires supersoniques. HENKES (1961) en a trouvé directement par spectrométrie de masse, dans le cas de CO_2 .

D'après BIER et HAGENA (1966), ce phénomène commence lorsque le produit $P_0 D^*$ devient supérieur à une valeur caractéristique de chaque gaz (par exemple 60 torr . mm dans le cas de CO_2). Ce résultat semble être assez contesté à l'heure actuelle.

Un travail intéressant sur les "jets condensés" a été fait par AUDIT et ROUAULT (1967, 1969 a et b) à la Faculté des Sciences d'Orsay, qui ont étudié la formation de divers polymères (Ar, Xe, CO_2) par diffraction électronique. Mais il reste encore beaucoup à faire pour comprendre la nucléation, savoir quelquefois la produire et le plus souvent l'éviter.

HAGENA (1969) a discuté le phénomène de condensation dans les jets supersoniques libres, en examinant la cinétique des diverses réactions pouvant contribuer à ce processus.

- DEUXIEME PARTIE -

ETUDE DE JETS SUPERSONIQUES LIBRES PAR SIMPLE EXTRACTION A L'AIDE D'UN ECORCEUR

Chapitre 4

L'ECORCEUR ET SON INTERACTION AVEC LE JET LIBRE
PENDANT LE PROCESSUS D'EXTRACTION

Cette étude de jets libres a été faite à l'aide de notre premier générateur de jets moléculaires supersoniques décrit antérieurement (CAMPARGUE, 1964, 1966a). Avant de retrouver ce dispositif dans la troisième partie (chapitre 10), nous allons donner des résultats importants obtenus directement en extrayant le jet libre à l'aide d'un diaphragme approprié. On décrit d'abord ce dernier et on étudie ensuite son influence sur l'écoulement du jet.

I - L'ECORCEUR

Pour réaliser une extraction axiale de jet libre, soit en régime supersonique, soit en régime subsonique, on utilise généralement un diaphragme de géométrie appropriée (figure 8). Dans diverses publications en français, nous l'avons désigné par le mot "écorceur" qui traduit assez bien son rôle, ainsi d'ailleurs que les mots "skimmer" en anglais et "abschäler" en allemand. Il est constitué d'un cône dont les surfaces intérieure et extérieure polies "optiquement", se coupent suivant un angle vif très faible. Ses caractéristiques géométriques sont :

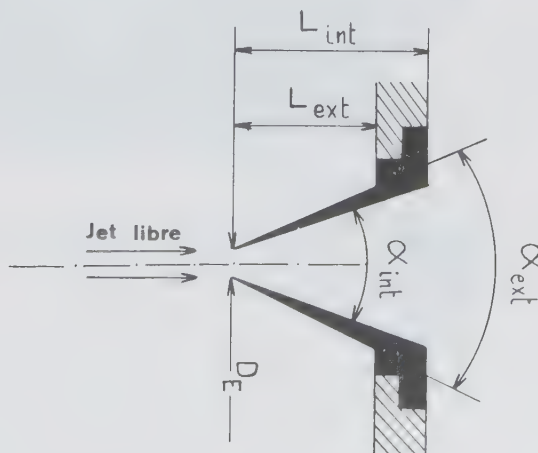


Figure 8 - Ecorceur et ses caractéristiques géométriques

- le diamètre D_E de l'orifice,
- les longueurs L_{int} et L_{ext} des cônes intérieur et extérieur, respectivement,
- les angles α_{int} et α_{ext} de ces cônes,
- l'angle $1/2 (\alpha_{ext} - \alpha_{int})$ suivant lequel se coupent les deux surfaces coniques,
- l'épaisseur δ_E de l'arête.

L'influence de ces facteurs géométriques dans le processus d'extraction, a été étudiée par l'intermédiaire du jet moléculaire formé à partir du tube de courant extrait par l'écorceur (4ème partie, chapitre 14).

Sauf indication contraire, nous avons utilisé les valeurs suivantes des paramètres géométriques :

$$\begin{array}{ll} L_{int} = 11 \text{ mm}, & \alpha_{int} = 50^\circ, \\ L_{ext} = 6 \text{ mm}, & \alpha_{ext} = 70^\circ. \end{array}$$

Nos dernières expériences ont été faites en réduisant la différence ($\alpha_{ext} - \alpha_{int}$) de 20° à 10° . Ainsi les deux surfaces coniques se coupent suivant un angle très faible qui est de 5° . Nous verrons que divers diamètres D_E ont été employés, mais en restant le plus souvent inférieurs au millimètre. Enfin, d'après des observations microscopiques (voir figure 9), nous avons pour l'épaisseur de l'arête $\delta_E \approx 2\mu$.

Ces pièces ont été réalisées par la S.F.I.M. (91-MASSY) avec de l'acier inoxydable Z3-CND-18-12.

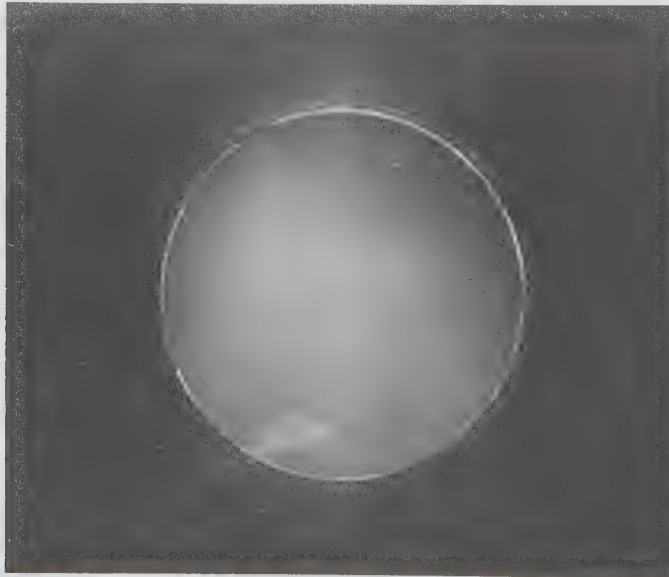


Figure 9 - Vue au microscope d'un écorceur de diamètre $D_E \approx 0,50 \text{ mm}$ et dont l'arête a une épaisseur $\delta_E \approx 2\mu$.

II - INTERACTION ENTRE LE JET LIBRE ET L'ECORCEUR

L'extraction d'un jet libre s'effectue en plaçant le cône de l'écorceur face au jet sur l'axe de la tuyère. Le gaz ainsi prélevé est évacué dans une deuxième chambre où l'on maintient une pression $P_2 < P_1$, à l'aide d'un groupe de pompage approprié. Dans ce processus, diverses perturbations doivent être évitées pour conserver le régime supersonique dans le tube de courant extrait par le diaphragme. Nous verrons que des difficultés semblables existent dans la production de jets moléculaires supersoniques (3ème partie) où l'on essaie d'obtenir un jet en régime moléculaire en aval de l'écorceur, tout en gardant les distributions de vitesses données par la détente libre. Ces conditions interdisent en particulier que les lignes de courant traversent des ondes de choc. En effet, celles-ci peuvent produire, même à basse densité, d'importantes augmentations d'entropie et rendre l'écoulement subsonique.

Nous allons examiner ce problème d'abord dans le cas idéal où $P_1 = 0$ et ensuite dans les conditions où une pression résiduelle $P_1 \neq 0$ provoque le développement de la structure de choc du jet libre (chapitre 3).

A - Extraction d'un jet supersonique dans les conditions idéales où $P_1 = 0$

Soit un jet supersonique avec des lignes de courant arrivant sur l'écorceur parallèlement à son axe. Suivant les valeurs du nombre de Mach dans le jet et de l'angle α_{ext} du cône extérieur, le processus d'extraction peut être réalisé avec un choc attaché ou détaché de l'écorceur. Ce problème est difficile à traiter théoriquement dans le cas d'un diaphragme conique. Pour cette raison nous allons d'abord l'examiner dans le cas d'un écorceur à symétrie plane, c'est-à-dire en forme de dièdre, car les relations relatives au choc oblique sont alors valables.

1° - Cas d'un écorceur en forme de dièdre

a) - Extraction avec choc attaché

Dans des conditions que nous allons préciser (α_{ext} pas trop grand et nombre de Mach M pas trop faible), l'extraction peut être réalisée avec formation d'un choc plan attaché à l'arête de l'écorceur (figure 10). Ainsi le choc paraît être

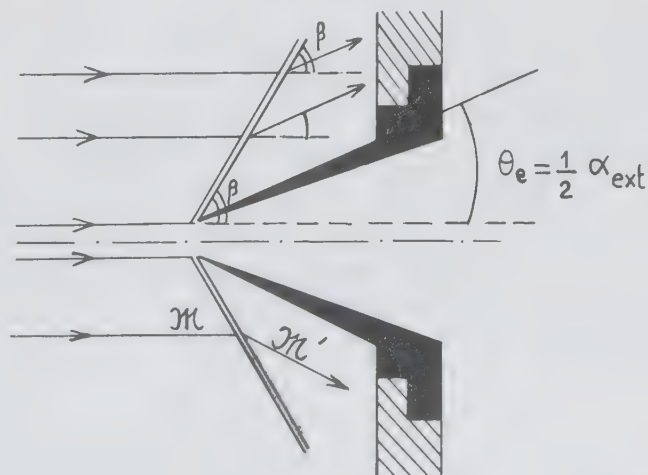


Figure 10 - Extraction avec choc attaché à l'arête d'un écorceur à symétrie plane

"avalé" ("swallowed shock" en anglais) par le diaphragme. Celui-ci peut alors extraire un tube de courant qui s'appuie sur son ouverture rectangulaire, tout en évitant les passages à travers des surfaces de discontinuité. Au contraire, les lignes de courant extérieures à ce tube franchissent un choc oblique qui les dévie d'un angle $\theta_e = 1/2 \alpha_{\text{ext}}$ pour les rendre parallèles aux génératrices du dièdre. L'inclinaison β de l'onde de choc est liée à θ_e et au nombre de Mach M en amont du choc, par la relation :

$$\operatorname{tg} \theta_e = 2 \cotg \beta \frac{M^2 \sin^2 \beta - 1}{M^2 (\gamma + \cos 2\beta) + 2} \quad (28)$$

et le nombre de Mach M' derrière le choc, est donné par :

$$M'^2 \sin^2(\beta - \theta_e) = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \sin^2 \beta}{\gamma M^2 \sin^2 \beta - \frac{\gamma-1}{2}} \quad (29)$$

Ainsi θ_e et M étant fixés, β et M' sont déterminés. On peut trouver par exemple dans le livre de LIEPMANN et ROSHKO (1962) la démonstration de ces relations relatives au choc oblique et des valeurs numériques à partir d'abaques.

D'après (28), on peut prévoir deux valeurs de β correspondant au cas limite $\theta_e = 0$:

1°) $\beta = \frac{\pi}{2}$, donnant l'inclinaison maximale de l'onde, c'est-à-dire un choc normal. La relation (29) et $M > 1$ impliquent alors $M' < 1$ (jet subsonique après un choc normal).

2°) $\beta = \operatorname{Arc} \sin \frac{1}{M}$, ou angle de Mach, qui détermine le minimum d'inclinaison de l'onde. Dans ce cas la relation (29) donne $M' = M$. Il n'y a plus de discontinuité pour les grandeurs caractérisant le fluide, l'intensité du choc étant nulle.

Les valeurs de β comprises dans l'intervalle :

$$\operatorname{Arc} \sin \frac{1}{M} < \beta < \frac{\pi}{2}$$

correspondent à des valeurs positives de θ_e . Cet angle étant nul aux conditions limites, peut donc passer par un maximum $(\theta_e)_{\text{max}}$. Pour tout angle $\theta_e < (\theta_e)_{\text{max}}$ et à chaque nombre de Mach M , il y a deux inclinaisons β possibles. La plus grande donne un choc fort au-delà duquel l'écoulement devient subsonique ($M' < 1$). La plus petite est la solution avec choc faible qui permet à l'écoulement de rester supersonique ($M' > 1$), à l'exception d'un domaine peu étendu où θ_e est légèrement inférieur à $(\theta_e)_{\text{max}}$ (LIEPMANN et ROSHKO, 1962).

D'après ces considérations, l'angle $\theta_e = (\theta_e)_{\text{max}}$ est tel que les deux solutions pour β soient confondues. Ces conditions correspondent approximativement à $M' = 1$, surtout pour les grandes valeurs de M . Ainsi la déflexion maximale $(\theta_e)_{\text{max}}$ peut s'obtenir pour chaque valeur de M , en résolvant le système formé par (28) et (29) dans le cas où $M' = 1$. Il est cependant plus facile d'écrire :

$$\frac{d\theta_e}{d\beta} = 0$$

On aboutit ainsi à :

$$- 2 M^4 \gamma \sin^4 \beta + M^2 [M^2(\gamma+1)-4] \sin^2 \beta + M^2 (\gamma+1) + 2 = 0$$

qui donne une solution physiquement possible :

$$\sin^2 \beta = \frac{1}{4 \gamma M^2} \left\{ (\gamma+1) M^2 - 4 + \sqrt{(\gamma+1) [(\gamma+1) M^4 + 8(\gamma-1) M^2 + 16]} \right\}$$

Cette solution reportée dans (28), fournit la déflexion maximale $(\theta_e)_{\max}$ dont les variations en fonction de M sont représentées sur la figure 11 pour $\gamma = 5/3, 7/5, 8/6$ et $9/7$. Ces résultats se trouvent facilement dans la littérature, mais uniquement pour $\gamma = 7/5$ (cas de l'air). Pour d'autres valeurs de γ intervenant couramment dans nos recherches, ces valeurs numériques paraissent introuvables. Nous remercions BESSON et LOUVET de nous les avoir calculées.

Dans tous les cas, où l'on a un choc attaché à l'arête de l'écorceur, les propriétés du fluide en amont de ce choc, ainsi que la partie rectiligne de ce dernier, sont indépendantes des conditions à l'infini aval (géométrie, pression aval). En principe cette propriété est encore vraie pour le tube de courant extrait par le diaphragme. Nous montrerons cependant qu'à basse densité d'autres perturbations importantes peuvent se produire. Mais les dégradations du mouvement ordonné du jet supersonique sont surtout très importantes si le choc se détache des lèvres de l'écorceur.

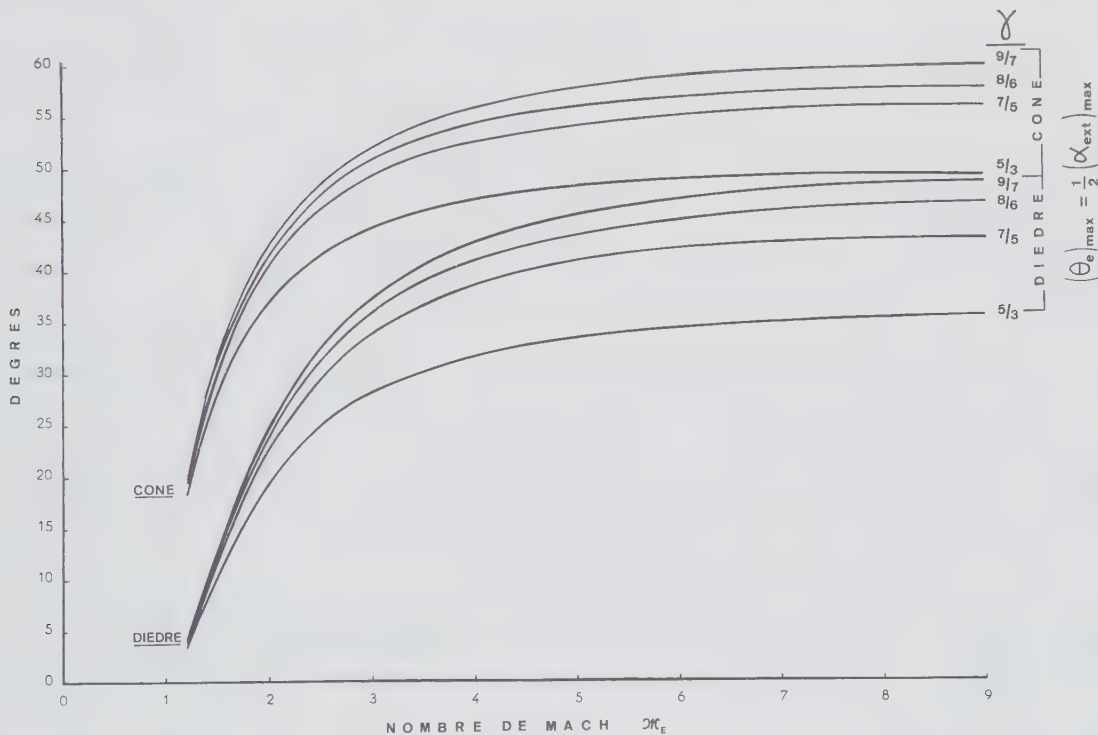


Figure 11 - Déflexion maximale par un choc oblique produit par un dièdre ou un cône.

b) - Extraction avec choc détaché

Dans le cas où la déflexion de la paroi $\theta_e = 1/2 \alpha_{\text{ext}}$ est supérieure à la déflexion maximale $(\theta_e)_{\max}$, il n'existe pas de procédé analytique rigoureux pour traiter le problème de l'interaction étudiée. L'expérience montre que l'écoulement est comprimé par une onde de choc courbe qui est détachée (figure 12) de l'arête de l'écorceur. Tout se passe alors comme si ce diaphragme était un "corps à nez

arrondi". La forme du choc et la distance de détachement δ_d dépendent de la géométrie de l'écorceur et de M , mais ne peuvent être prédites théoriquement. On observe que δ_d diminue quand M augmente. De plus, une onde de choc détachée devant un dièdre ou un cône, avec corps arrière, a pratiquement la même position que si le corps avant n'existait pas.

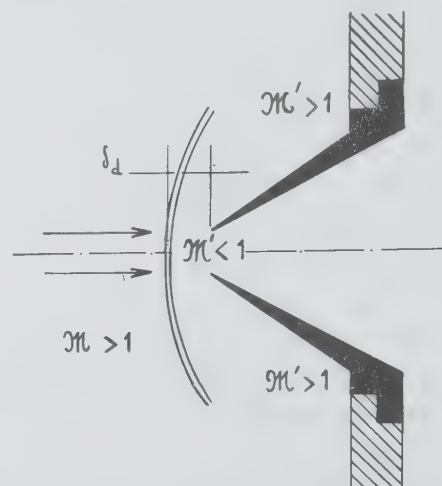


Figure 12 - Extraction avec choc détaché de l'arête de l'écorceur

Sur la ligne de courant médiane (choc normal) et les lignes de courant voisines (choc presque normal), l'écoulement comprimé est subsonique ($M' < 1$). En s'écartant de l'axe, le choc devient faible ($M' > 1$) et son inclinaison tend asymptotiquement vers l'angle de Mach. Ainsi les conditions le long du choc détaché couvrent toute la gamme des solutions du choc oblique relatives à un nombre de Mach donné. Mais lorsqu'il apparaît des régions subsoniques, le choc n'est pas indépendant des conditions à l'infini aval. Une modification de la géométrie de l'écorceur ou de la pression aval, affecte tout l'écoulement jusqu'au choc.

L'emploi d'un écorceur à symétrie plane était déjà suggéré dans la théorie de KANTROWITZ et GREY (1951) sur la production de jets moléculaires supersoniques (chapitre 8). Ce type de diaphragme se trouvait sur le premier dispositif expérimental réalisé par KISTIAKOWSKY et SLICHTER (1951) pour vérifier les prévisions théoriques. Les difficultés rencontrées par ces auteurs n'ont pas été attribuées uniquement à l'influence de l'écorceur, mais aussi à d'autres imperfections et tout particulièrement à l'insuffisance des vitesses de pompage utilisées. L'écorceur en forme de dièdre a été repris d'une façon satisfaisante d'abord par ABUAF et al. (1967a) et ensuite par HAGENE et al. (1969a, b). Cependant, depuis les travaux de BECKER et BIER (1954), le système de révolution a été généralement adopté et nous l'avons choisi pour faire nos expériences. Les avantages en sont décrits dans le paragraphe ci-dessous.

2° - Cas de l'écorceur conique

Ce diaphragme permet aussi d'extraire un jet supersonique avec formation d'un choc attaché (figure 13). Par raison de symétrie, ce dernier est alors de révolution et tronconique. Le champ de l'écoulement n'est pas aussi simple que dans le cas du dièdre. En effet, on ne peut plus adapter directement à ce problème la solution du choc oblique, car la région comprise entre le choc et le cône n'est

plus uniforme. Les lignes de courant sont courbes avec une convexité tournée vers la paroi. Il en résulte, en plus de la compression due au choc, une compression supplémentaire qui augmente jusqu'à la surface conique. Cependant, la compression globale reste toujours beaucoup plus faible qu'avec un dièdre, à cause de l'effet tridimensionnel. Il s'ensuit que les plus faibles inclinaisons de l'onde de choc sont obtenues avec le cône.

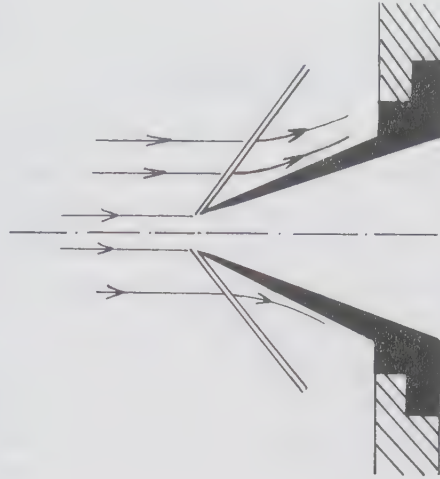


Figure 13 - Extraction avec choc
attaché à l'arête d'un écorceur
conique

Une solution de l'onde de choc sur un cône a été donnée par TAYLOR et MACCOL (1933). Leur méthode consiste à adapter un écoulement conique isentropique à un choc conique. L'équation différentielle ordinaire qui régit l'écoulement dans la région isentropique, n'est pas linéaire et doit être résolue numériquement. Pour le choc, les conditions sont données par les relations de "saut" (28) et (29) du choc oblique simple, puisque cette solution s'applique toujours localement à une surface de choc quelconque. Ainsi, lorsque par intégration numérique on retrouve comme solution les conditions du choc oblique, il y a effectivement une onde de choc à cet endroit.

En utilisant une méthode légèrement différente, BESSON et LOUVET nous ont permis de tracer les courbes $(\theta_e)_{\max} = f(\mathcal{M})$ représentées sur la figure 11 pour $\gamma = 5/3, 7/5, 8/6$ et $9/7$. Ces résultats montrent que le détachement de l'onde de choc se produit plus difficilement (angles plus grands, nombres de Mach plus faibles) dans le cas du cône que dans le cas du dièdre. Il en résulte que le diaphragme conique semble être le plus intéressant pour extraire un jet en régime supersonique. Cependant, comme nos expériences sont effectuées le plus souvent avec $\mathcal{M} > 5$, la condition $\theta_e < (\theta_e)_{\max}$ est facilement réalisable, même avec le dièdre. Elle est respectée en particulier avec les angles $\alpha_{\text{ext}} = 60^\circ$ et 70° qui ont été fréquemment employés.

Ainsi la perturbation qui serait due à un choc détaché tel qu'il se produirait dans les conditions idéales où $P_1 = 0$, est facilement évitable. Il faut signaler cependant d'autres difficultés pouvant exister lorsque l'angle intérieur α_{int} de l'écorceur est trop faible. En effet, si le gaz n'est pas évacué assez rapidement en aval de l'orifice, des couches limites et même des chocs obliques à l'intérieur du cône, peuvent perturber l'écoulement après l'extraction. Enfin, si la conductance de l'écorceur devient trop mauvaise, il peut se comporter comme un "corps à nez arrondi" et produire le détachement du choc quel que soit le nombre

de Mach M_E . Pour réduire ces effets, il faut augmenter le plus possible l'angle α_{int} , tout en le maintenant inférieur à $\alpha_{ext} = 2 (\theta_e)_{max}$. Ainsi, les meilleures conditions sont réalisables avec le cône. On verra cependant (chapitre 14) que l'influence de sa paroi intérieure ne peut être complètement éliminée.

Nous allons montrer que d'autres perturbations importantes apparaissent avec une pression résiduelle P_1 non nulle.

B - Extraction d'un jet supersonique dans les conditions où la structure de choc du jet libre est présente ($P_1 \neq 0$)

Dans ce cas, l'extraction du jet supersonique ne peut être réalisée qu'en amont du disque de Mach. Il est cependant impossible d'éviter une interaction entre la structure de choc du jet libre et l'écorceur. Ainsi, le tube de courant extrait peut être perturbé en amont et en aval de ce diaphragme.

Lorsque l'écorceur est absent ou assez éloigné de la tuyère, le disque de Mach se trouve à une distance x_M de celle-ci donnée par la relation (23). Une extraction en aval de ce choc frontal se fait alors sur un jet subsonique (figure 14, a et b), devenu plus divergent avant d'atteindre le diaphragme. Lorsque l'écorceur arrive au voisinage du disque de Mach, il commence à déformer la structure de choc. BIER et HAGENA (1963) ont été les premiers à étudier cette interférence. Leurs résultats représentés schématiquement sur la figure 14, ont été obtenus pour l'azote à l'aide de méthodes strioscopiques. Les jets libres étaient produits avec une tuyère de diamètre $D^* = 0,3$ mm, une pression génératrice $P_0 = 40$ atm. et une pression $P_1 = 1$ atm. dans la chambre de détente. Ainsi ces auteurs ont observé que le disque de Mach devenait courbe avec une convexité tournée vers l'aval et se déplaçait vers la tuyère en même temps que l'écorceur. Cette onde de choc restait d'abord détachée de ce diaphragme (figure 14, c). Ensuite, à plus faible distance x_E de la tuyère, le choc frontal s'attachait à l'arête de l'écorceur (figure 14, d), pourvu que son angle extérieur ne fût pas trop grand, comme nous l'avons indiqué précédemment.

D'après BIER et HAGENA (1963), l'écorceur peut ainsi "avalier" la partie axiale du choc normal, lorsque son orifice se trouve à une distance de la tuyère, exprimée en diamètre D_{eff}^* , voisine ou inférieure à :

$$\frac{x_E}{D_{eff}^*} = \frac{2}{3} \frac{x_M}{D_{eff}^*} = \frac{4}{9} \left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{1/2} \quad (30)$$

Un calcul analogue à celui qui a été fait par ADAMSON et NICHOLLS (1959), pour déterminer la position du disque de Mach, conduit bien en effet à une expression contenant le rapport de détente à une puissance voisine de 0,5 mais dépendant de l'angle extérieur α_{ext} de l'écorceur (ROSENGARD, 1967).

Dans les conditions où le choc est attaché à l'écorceur, le jet supersonique semble pouvoir être extrait sans être dégradé par une onde de choc et sans même "ressentir" la présence du diaphragme. Cependant, comme l'ont montré BIER et HAGENA (1963) et plus tard FRENCH et Mc MICHAEL (1967), de faibles chocs obliques peuvent encore se produire à l'intérieur de l'écorceur et détruire partiellement l'écoulement supersonique.

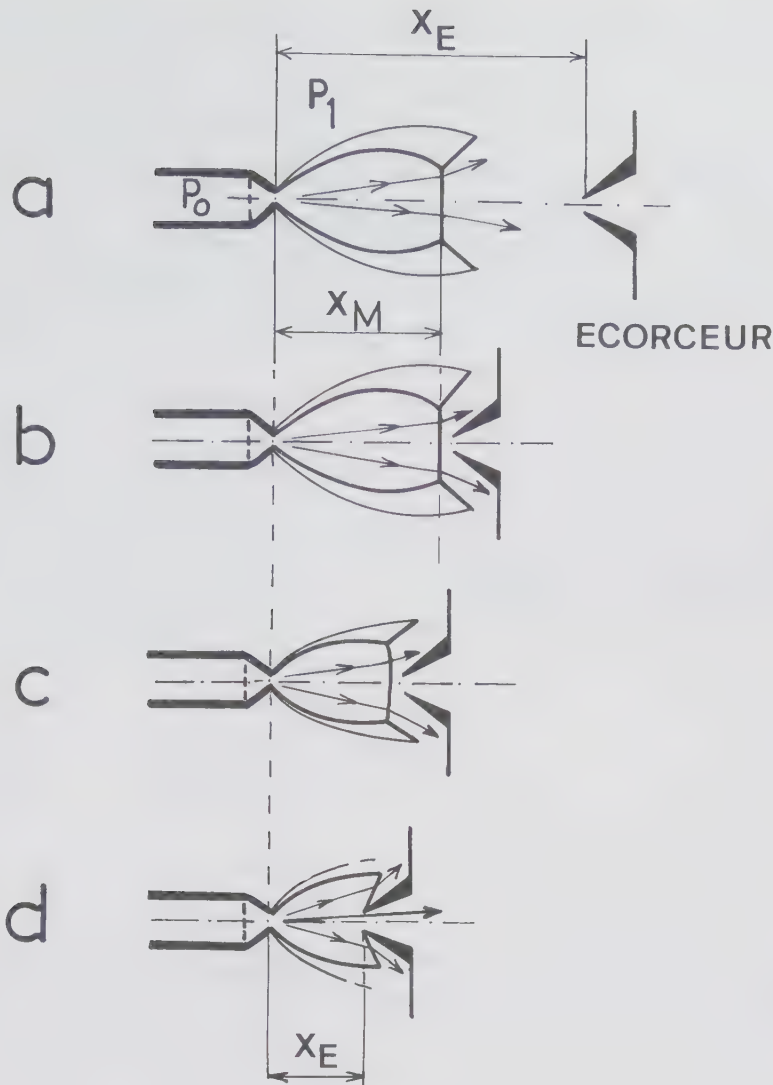


Figure 14 - Influence de l'écorceur sur la structure de choc du jet libre
(d'après BIER et HAGENA, 1963).

Une telle interaction entre l'écorceur et la structure de choc du jet libre semble n'avoir été observée que par BIER et HAGENA (1963) et dans des conditions où les pressions P_0 et P_1 étaient relativement élevées. Il n'est pas évident que ces résultats restent valables pour les valeurs de P_1 environ dix mille fois plus faibles, que nous avons utilisées le plus souvent dans cette étude de jets libres. La présence d'un choc détaché en amont de l'écorceur peut résulter d'une géométrie inappropriée de ce diaphragme : longueur insuffisante du cône extérieur, angle extérieur trop grand, arête trop émoussée. Ce détachement peut encore se produire avec une mauvaise évacuation du gaz en aval de l'orifice, par suite d'un angle α_{int} trop faible ou d'une vitesse de pompage insuffisante dans la deuxième chambre. Ainsi REIS et FENN (1963) ont trouvé une discontinuité dans la pente de la courbe représentant le débit du gaz à travers une sonde conique et ont admis qu'elle correspondait au détachement du choc (voir figure 18). Ils ont attribué ce détachement à une diminution de la conductance effective de la sonde, résultant de la raréfaction du gaz à une grande distance de la tuyère. Plus récemment, en visualisant le

jet libre à l'aide d'un canon à électrons, Mc MICHAEL et FRENCH (1966) n'ont trouvé de choc détaché que lorsque la région en aval de l'écorceur était fermée ; ce dernier se comportait alors comme un tube de Pitot. Dans l'étude des jets libres à basse densité, le recul d'un choc courbe, trouvé par BIER et HAGENA (1963) avec des pressions relativement très élevées, ne semble pas avoir été observé. Il paraît donc facile de donner à l'écorceur une géométrie appropriée et une conductance suffisante pour éviter la formation d'un tel choc détaché. Ainsi, en exploitant les capacités de pompage de la grande soufflerie de BERKELEY et en utilisant des écorceurs très longs et relativement aigus, BOSSEL et al. (1969) ont montré récemment qu'une bonne extraction du jet supersonique demeure possible tant que l'orifice de l'écorceur traverse le disque de Mach. Leurs expériences indiquent aussi que cette opération se termine en amont de ce choc normal, avec des écorceurs de longueur suffisante, ou encore avec une détente trop limitée du jet libre.

D'une façon générale, les principaux écarts, par rapport aux prévisions théoriques, semblent résulter de l'épaississement des chocs à basse densité et, plus généralement, d'effets de raréfaction.

Chapitre 5

FLUX TOTAL A TRAVERS L'ECORCEUR

I - PREVISIONS THEORIQUES

Dans les conditions idéales de l'écoulement isentropique unidimensionnel (chapitre 1), la densité numérique n_E et la température T_E du jet à l'orifice de l'écorceur, sont données en fonction du nombre de Mach M_E et des conditions génératrices (n_0 et T_0), par les relations :

$$n_E = \frac{n_0}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_E^2\right)^{1/(\gamma-1)}} \quad (31)$$

$$T_E = \frac{T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_E^2} \quad (32)$$

Dans le cas où le choc frontal est attaché à la lèvre de l'écorceur, le flux total qui le traverse est théoriquement donné par celui qui passe dans un tube de courant non perturbé et s'appuyant sur cette lèvre (figure 4,d). Au niveau de ce diaphragme, la vitesse hydrodynamique du jet est :

$$\begin{aligned} U_E &= M_E a_E \\ U_E &= M_E \left(\frac{\gamma k T_E}{m} \right)^{1/2} \\ U_E &= M_E \left(\frac{\gamma k T_0}{m} \right)^{1/2} \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_E^2\right)^{1/2}} \end{aligned} \quad (33)$$

On en déduit facilement l'expression théorique $(\dot{N}_E)_{is}$ du flux total à travers un écorceur dont l'aire de l'ouverture serait :

$$A_E = \frac{\pi}{4} D_E^2$$

On a :

$$(\dot{N}_E)_{is} = n_E U_E A_E = n_0 \left(\frac{\gamma k T_0}{m} \right)^{1/2} A_E \frac{M_E}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_E^2\right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}} \text{ mol.s}^{-1} \quad (34)$$

En toute rigueur, cette formule n'est qu'une approximation. En effet, dans

le passage des molécules à travers l'écorceur, nous avons négligé l'influence de l'agitation thermique devant celle de la vitesse hydrodynamique U_E , qui est très prépondérante.

En procédant par intégration à partir de la loi de distribution des vitesses dans un jet supersonique (voir chapitre 8), PARKER et al. (1960) ont donné une expression exacte du flux total à travers l'écorceur. Une relation semblable, mais plus simple, peut être trouvée (BOSSEL, 1970) en utilisant le rapport appelé en anglais "molecular speed ratio", que nous désignerons par "vitesse réduite" :

$$\hat{S}_E = U_E / \left(\frac{2k T_E}{m} \right)^{1/2} \quad (35)$$

et lié à $\mathcal{M}_E$ par :

$$\hat{S}_E = \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \mathcal{M}_E \quad (36)$$

On obtient ainsi :

$$(\dot{N}_E)_{\text{exact}} = \frac{n_E A_E}{4} \left(\frac{8k T_E}{\pi m} \right)^{1/2} \left\{ \exp(-\hat{S}_E^2) + \sqrt{\pi} \hat{S}_E [1 + \text{erf}(\hat{S}_E)] \right\} \quad (37)$$

Cette relation est générale et valable quelles que soient les valeurs de $\hat{S}_E$. Elle donne en particulier le flux correspondant à $\hat{S}_E = 0$:

$$\dot{Q}_E = \frac{1}{4} n_E A_E \left(\frac{8k T_E}{\pi m} \right)^{1/2}$$

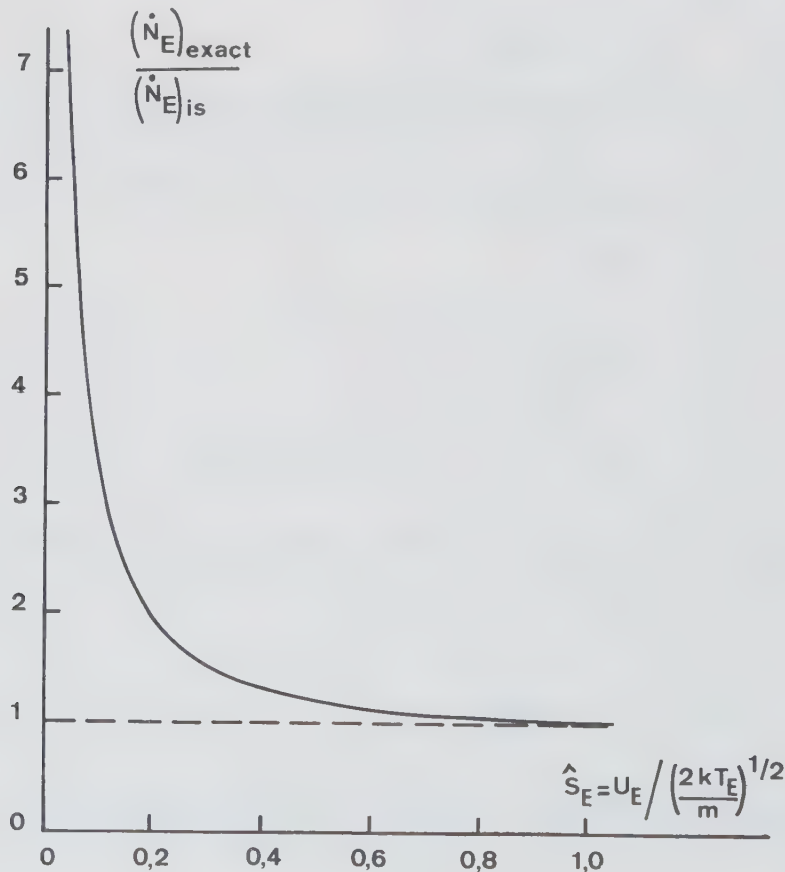


Figure 15

que l'on retrouvera en étudiant directement une source effusive classique (chapitre 8). Pour les grandes valeurs de $\hat{S}_E$ (ou $\mathcal{M}_E$), on a en remarquant que $\text{erf}(\hat{S}_E) \rightarrow 1$ quand $\hat{S}_E \rightarrow \infty$

$$(\dot{N}_E)_{\text{exact}} \xrightarrow{\hat{S}_E \rightarrow \infty} n_E U_E A_E = (\dot{N}_E)_{\text{is}}$$

Par conséquent, la relation (34) ne semble être valable que pour les jets hyper-soniques. Cependant la figure 15 donnant en fonction de $\hat{S}_E$ les variations de :

$$\frac{(\dot{N}_E)_{\text{exact}}}{(\dot{N}_E)_{\text{is}}} = \frac{\exp(-\hat{S}_E^2)}{2 \sqrt{\pi} \hat{S}_E} + \frac{1 + \text{erf}(\hat{S}_E)}{2}$$

montre que l'approximation (34) est très mauvaise en régime subsonique, mais suffisante pour $\hat{S}_E$ (ou $\mathcal{M}_E$) voisin ou supérieur à un. Il est donc possible de l'utiliser pour représenter l'écoulement supersonique isentropique.

Le flux $(\dot{N}_E)_{\text{is}}$ peut être calculé en fonction des conditions génératrices (n_0, T_0) et de la distribution axiale des nombres de Mach (24) ou (25), donnée par ASHKENAS et SHERMAN (1964, 1966).

Dans le cas où l'extraction est faite sur un jet subsonique (en aval d'un choc normal détaché ou en aval du disque de Mach), on peut prévoir à travers l'écorceur un débit $\dot{N}_E < (\dot{N}_E)_{\text{is}}$. En effet, par suite de la divergence des lignes de courant induite par l'onde de choc, le diamètre du tube de courant, extrait en régime subsonique, a une valeur supérieure à celle qu'il avait en amont du choc, en régime supersonique (voir figure 14). Cependant, lorsqu'il existe un choc détaché en amont de l'écorceur, cet effet de divergence des lignes de courant peut avoir une influence négligeable sur le débit, par suite de la faible valeur de la distance de détachement du choc normal. Ainsi un accord éventuel entre $\dot{N}_E$ et $(\dot{N}_E)_{\text{is}}$ ne permet pas de conclure que la détente reste isentropique jusqu'à l'orifice de l'écorceur. Cet accord n'est qu'une condition nécessaire pour que ce processus soit adiabatique et réversible.

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS DANS DIVERS LABORATOIRES

Les variations du flux total $\dot{N}_E$, en fonction de la distance x_E/D^* , peuvent être données, au moins qualitativement, par celles de la pression P_2 dans la chambre d'évacuation du gaz, en aval de l'écorceur. Ces courbes sont faciles à obtenir dans les générateurs de jets moléculaires supersoniques ayant une chambre intermédiaire (voir 3ème partie). On peut en effet négliger, par rapport à $\dot{N}_E$, le flux $\dot{N}_C$ qui passe à travers le collimateur pour former principalement un faisceau moléculaire.

Ainsi BIER et HAGENA (1962) ont donné deux courbes $P_2 = f\left(\frac{x_E}{D^*}\right)$ obtenues pour CO_2 avec une même pression génératrice $P_0 = 200$ torr et deux valeurs du rapport de détente : $P_0/P_1 = 100$ et $2\ 200$ (figure 16). Les diamètres de la tuyère et de l'écorceur étaient respectivement $D^* = 0,3$ mm et $D_E = 0,6$ mm. Les deux courbes sont superposées aux faibles valeurs de x_E/D^* , où le choc frontal était supposé être attaché à l'arête de l'écorceur. Lorsque x_E/D^* augmente, la courbe correspondant à la pression P_1 la plus élevée ($P_1 = 2$ torr) passe au-dessus de l'autre au moment où, d'après les auteurs, le choc normal se détache de l'orifice d'extraction. Les excès ainsi trouvés pour P_2 ont été attribués à un courant additionnel de gaz provenant

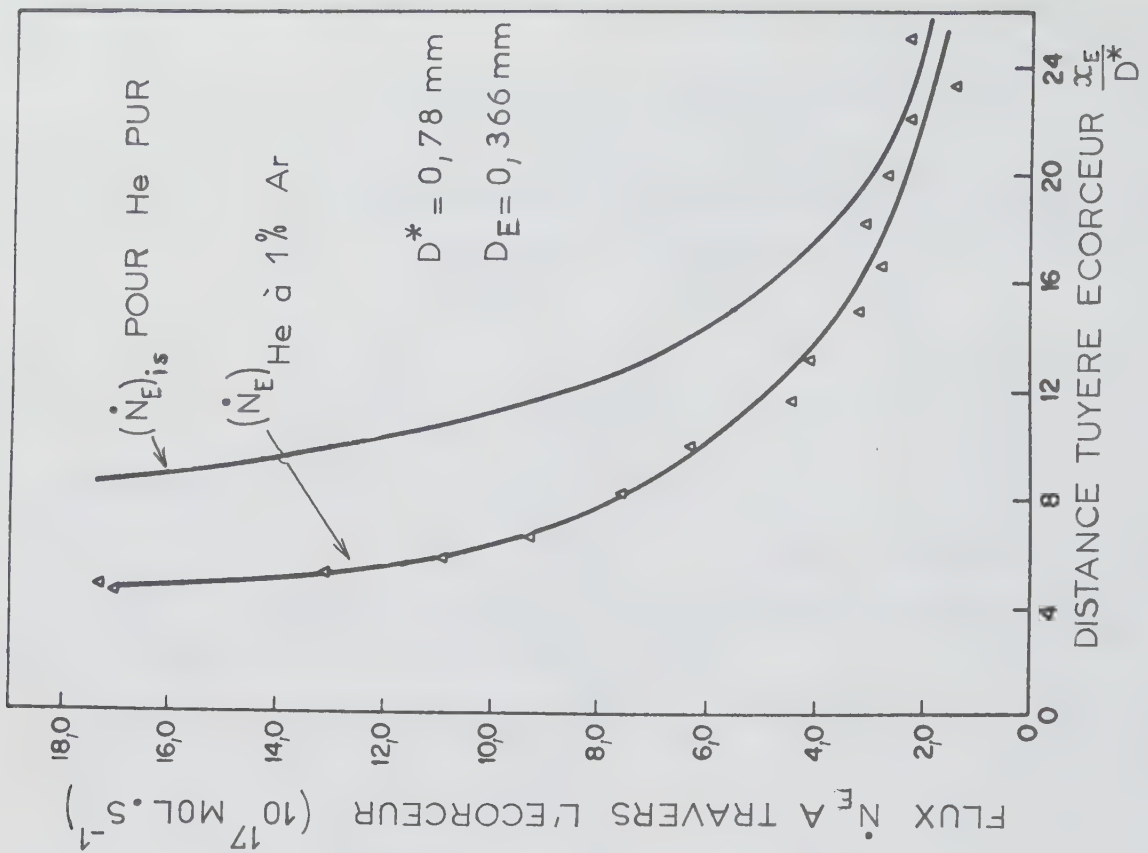


Figure 17 - Valeurs de $\dot{N}_E$ trouvées par FRENCH et O'KEEFE (1966)

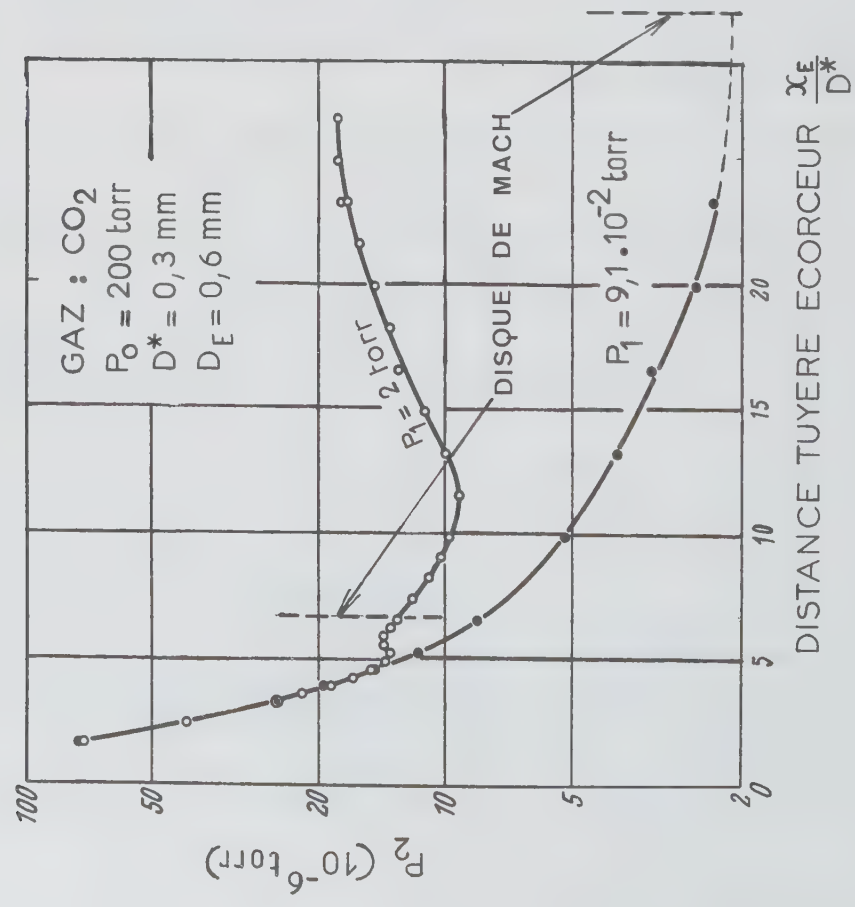


Figure 16 - Courbes $P_2 = f(x_E/D^*)$ obtenues par BIER et HAGENA (1962)

de l'extérieur de la cellule de Mach, c'est-à-dire du gaz résiduel pouvant passer directement dans l'espace de détachement du choc frontal. Ce passage se produirait ainsi sous l'effet de la différence de pression ($P_1 - P_2$) existant au niveau du diaphragme.

FRENCH et O'KEEFE (1966) ont trouvé, pour un mélange hélium-argon à 1 % d'argon, des valeurs $\dot{N}_E$ du flux total à travers l'écorceur qui sont inférieures à celles du flux théorique $(\dot{N}_E)_{is}$ calculé pour l'hélium pur (figure 17). Ces écarts assez grands, qui s'atténuent quand x_E/D^* augmente, peuvent être dûs au moins partiellement, à des effets de séparation des molécules qui ont été négligés par les auteurs.

En extrayant la partie axiale de jets supersoniques, à l'aide d'une sonde ayant la forme d'un écorceur assez aigu ($\alpha_{int} = 30^\circ$), REIS et FENN (1963) ont aussi donné les variations de $\dot{N}_E$ en fonction de x_E/D^* . Ces résultats (figure 18), déterminés par l'intermédiaire de la pression P_2 maintenue dans le dispositif d'évacuation de la sonde, ont une valeur qualitative. Une première cassure B, à partir de laquelle se produit une brusque augmentation de pente, a été attribuée au détachement du choc frontal. Ce phénomène peut en effet résulter d'une diminution de la conductance effective de la sonde (α_{int} faible), accompagnant la raréfaction dans le jet quand x_E/D^* augmente. Ainsi la région BC correspondrait, comme prévu, à $\dot{N}_E < (\dot{N}_E)_{is}$. Une deuxième cassure C se situerait au point où le choc normal se confond avec le disque de Mach; celui-ci "ignore" ensuite la présence de la sonde et conserve une position fixe donnée par (23), lorsqu'on augmente encore x_E/D^* .

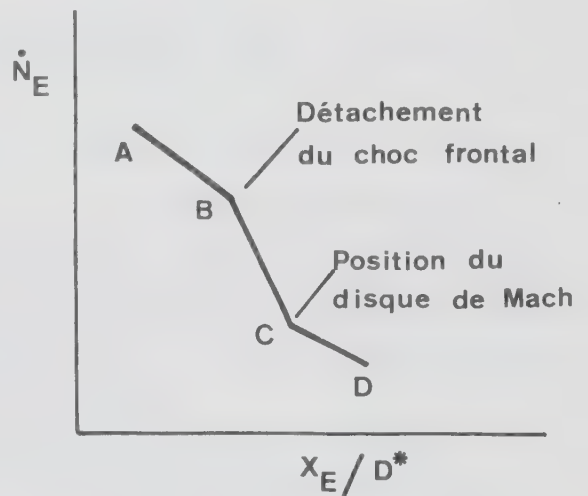


Figure 18 - Forme générale des courbes $\dot{N}_E = f(x_E/D^*)$ obtenues par REIS et FENN (1963).

Dans les expériences de BOSSEL (1968), faites dans la grande soufflerie de BERKELEY (figure 19), un bon accord entre $\dot{N}_E$ et $(\dot{N}_E)_{is}$ n'existait qu'aux grandes valeurs de x_E/D^* . Le rapport $\dot{N}_E/(\dot{N}_E)_{is}$ restait voisin de l'unité même lorsque l'orifice de l'écorceur franchissait le disque de Mach, les effets de chocs demeurant indétectables par cette technique. La décroissance trouvée en diminuant x_E/D^* a été attribuée à une mauvaise évacuation du gaz à travers l'écorceur dont la conductance était limitée ($\alpha_{int} = 25^\circ$). L'auteur considérait que l'extraction n'était acceptable que si au moins 95 % du flux incident traversait le diaphragme.

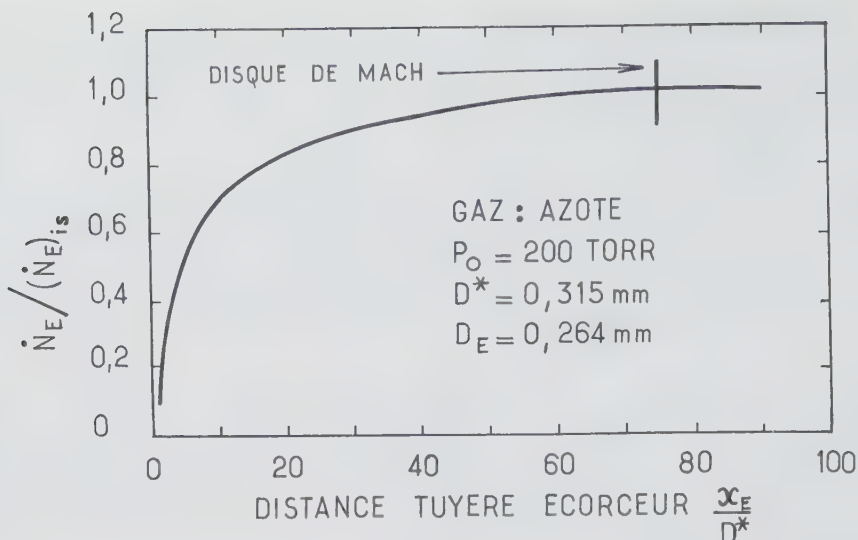


Figure 19 - Flux total à travers l'écorceur, obtenu à Berkeley par BOSSEL (1968)

III - RESULTATS OBTENUS DANS NOTRE LABORATOIRE

Notre premier générateur de jets moléculaires supersoniques (CAMPARGUE, 1964, 1966a) nous a permis de suivre facilement les variations de $\dot{N}_E$. On va montrer en effet qu'elles sont qualitativement bien représentées par celles de la pression P_2 dans la chambre intermédiaire. Celle-ci a été mesurée à l'aide d'une jauge à ionisation SOGEV-LE BOEUF (capteur TK3 et alimentation AJIT 32).

A - Indications données par les variations de P_2

Les courbes $P_2 = f(x_E/D^*)$ de la figure 20 ont été obtenues pour CO_2 à l'aide d'un montage comprenant une tuyère et un écorceur de diamètres respectifs $D^* = 0,47 \text{ mm}$ et $D_E = 0,42 \text{ mm}$. Avec une pression génératrice constante $P_O = 62 \text{ torr}$ et différents rapports de détente $P_O/P_1 = 373, 585, 960$ et $2\,040$, le disque de Mach occupait les positions indiquées sur la figure 20. Ces déterminations sont précises puisque P_O et P_1 étaient mesurées avec un manomètre à mercure et une jauge de MacLeod, respectivement.

Pour la plus faible valeur de P_1 égale à $3,04 \cdot 10^{-2} \text{ torr}$, on pratiquait le cryopompage simultanément dans les chambres 1 et 2, grâce à un réservoir d'azote liquide (R_{int}) séparant ces deux compartiments (voir chapitre 10). La courbe correspondante ne peut donc être comparée aux trois autres qui ont été tracées avec une vitesse de pompage plus faible dans la deuxième chambre. Elle montre que le disque de Mach ne perturbe aucunement $\dot{N}_E$, si la pression dans la chambre de détente est assez faible. BOSSEL (1968) a fait la même observation (voir figure 19) avec une pression P_1 qui aussi était voisine de $3 \cdot 10^{-2} \text{ torr}$.

Pour les trois autres courbes obtenues dans les mêmes conditions d'évacuation de la chambre 2, il apparaît une partie commune aux faibles distances x_E/D^* . Elles s'en écartent pour une distance d'autant plus faible, et remontent ensuite d'autant plus haut, que la valeur de P_1 est plus élevée. Ces résultats semblent être en accord avec ceux de la figure 16, trouvés par BIER et HAGENA (1962). Cependant, il y a deux différences essentielles entre les expériences faites à KARLSRUHE

et à SACLAY :

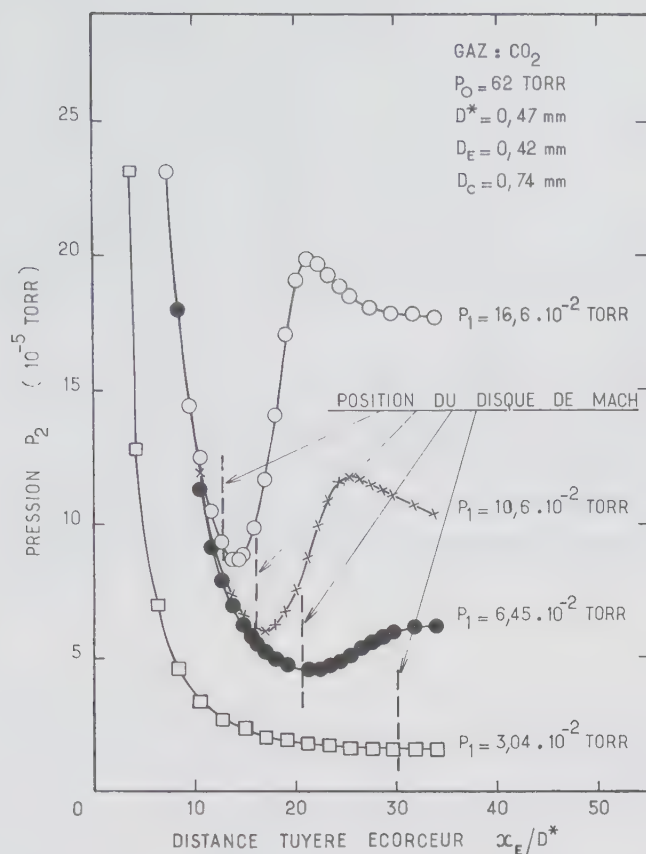


Figure 20 - Courbes $P_2 = f(x_E/D^*)$ obtenues à Saclay

1° - Nous n'avons pas retrouvé, en fonction de x_E/D^* , une partie croissante apparaissant sur la figure 16 pour $x_E < x_M$,

2° - Nous avons mis en évidence une séparation des diverses courbes pour des valeurs de P_1 dix à cent fois plus faibles que celles utilisées par BIER et HAGENA (1962). Ainsi, cet effet que nous avons étudié semble être beaucoup plus prononcé dans nos expériences que dans les précédentes.

Des courbes ayant la même allure générale que celles que nous venons de présenter, ont été tracées pour d'autres gaz, facilement condensables ou non, et en particulier pour l'azote, le méthane... Il nous a donc semblé possible et utile de faire une étude générale plus approfondie sur le cas particulier de CO_2 . Dans ce but, nous avons comparé, pour le flux total à travers l'écorceur, les valeurs mesurées $\dot{N}_E$ aux valeurs théoriques $(\dot{N}_E)_{is}$, en reprenant les mêmes pressions P_0 et P_1 que précédemment.

B - Comparaison entre $\dot{N}_E$ et $(\dot{N}_E)_{is}$

Le calcul du flux théorique $(\dot{N}_E)_{is}$ a été fait pour CO_2 , en appliquant la relation (34). Comme dans le calcul de $(\dot{m})_{th}$ au chapitre 2, nous avons pris $\gamma = 1,4$, les degrés de liberté de vibration de ce gaz étant inactifs ou "gelés" pendant la détente (CAMPARGUE, 1966b), par suite d'effets de temps de relaxation (chapitre 16). De plus, la relation (34) a été appliquée après avoir calculé M_E à partir de (25)

en prenant le diamètre D_{eff}^* de la tuyère. D'après la figure 3 (chapitre 2), $C_d = 0,90$ et par suite $D_{\text{eff}}^* = 0,95 D^*$, dans les conditions où $D^* = 0,47 \text{ mm}$ et $P_0 = 62 \text{ torr}$.

Pour les mesures de $\dot{N}_E$, le gaz carbonique a été condensé pendant un temps donné, dans un piège plongé dans l'azote liquide et situé à la sortie de la pompe à diffusion évacuant la chambre 2 (figure 22). Nous avons pu négliger, par rapport à $\dot{N}_E$, le flux $\dot{N}_C$ passant dans la chambre 3 du générateur de jets moléculaires supersoniques ($\dot{N}_C \approx \dot{N}_E/100$). Après réévaporation du CO_2 dans un volume déterminé, la mesure de sa pression, à l'aide d'une jauge de MacLeod, a permis de déterminer $\dot{N}_E$ en valeur absolue. Ces mesures ont été faites avec une précision de l'ordre de 1 %.

La figure 21 donne, en fonction de x_E , les valeurs ainsi déterminées pour $\dot{N}_E$ et $(\dot{N}_E)_{\text{is}}$ avec les mêmes pressions P_0 et P_1 que nous avons pour obtenir les courbes de la figure 20. Pour une même pression génératrice $P_0 = 62 \text{ torr}$, diverses valeurs de P_1 ont donné autant de positions du disque de Mach et autant de courbes.

Aux faibles distances x_E , ces courbes sont superposées et voisines de la courbe théorique. Dans ces conditions, où le choc normal est certainement attaché à l'arête de l'écorceur, le flux $\dot{N}_E$ semble bien être insensible aux variations de P_1 , comme si l'extraction était réalisée dans la "zone de silence" de SHERMAN (1963a).

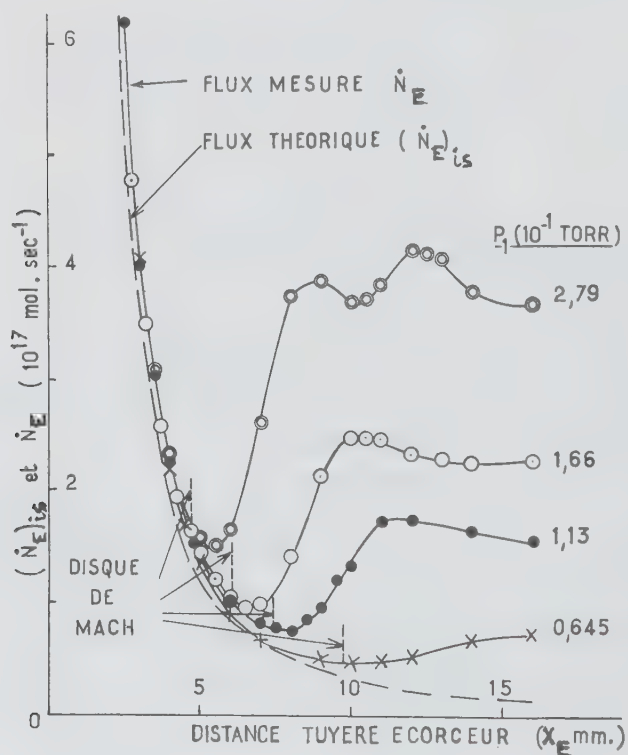


Figure 21 - Variations de $\dot{N}_E$ et $(\dot{N}_E)_{\text{is}}$ en fonction de x_E , pour une même pression génératrice P_0 et différentes valeurs de la pression résiduelle P_1 .

Cependant, la partie commune des courbes est légèrement au-dessus de la courbe théorique. Cette différence s'accroît au moment où le jet moléculaire dans la troisième chambre arrive à son maximum d'intensité, avant de commencer une

brusque décroissance (voir 4ème partie). Mais le résultat le plus frappant déjà observé d'après les variations de P_2 , est l'obtention pour $\dot{N}_E$ d'un minimum imprévisible théoriquement. Sa position reste toujours légèrement en aval de celle calculée pour le disque de Mach, à l'aide de la relation (23). On peut remarquer cependant que le flux mesuré $\dot{N}_E$ varie toujours régulièrement lorsque l'orifice de l'écorceur traverse ce choc normal. Après le minimum, les courbes croissent avec une pente d'autant plus forte et s'écartent d'autant plus de la courbe théorique, que la pression P_1 est plus élevée. Enfin, après un premier maximum, elles subissent de faibles variations présentant un caractère oscillatoire. Celui-ci semble être lié à une succession de chocs normaux pouvant exister pour ces valeurs de P_1 relativement élevées.

Il est intéressant de remarquer que les courbes de la figure 20, très faciles à obtenir par les mesures directes de la pression P_2 , ont une allure générale très voisine de celles de la figure 21 donnant les valeurs absolues de $\dot{N}_E$. Leur valeur qualitative montre que la vitesse de pompage, dans la deuxième chambre, ne subit pas de grandes variations, ou des fluctuations, dans le domaine des pressions P_2 que nous avons utilisées.

IV - DISCUSSION DES RESULTATS

Il paraît difficile d'expliquer que les valeurs mesurées $\dot{N}_E$ soient parfois très supérieures aux valeurs théoriques $(\dot{N}_E)_{is}$. En effet, comme on l'a déjà signalé, le passage du jet en régime subsonique en amont de l'écorceur devrait produire un effet en sens inverse de celui que nous avons observé, c'est-à-dire un flux $\dot{N}_E < (\dot{N}_E)_{is}$. Cela semble avoir été obtenu par REIS et FENN (1963) mais avec une sonde conique d'angle intérieur ($\alpha_{int} = 30^\circ$) relativement faible (figure 18). De plus, aux faibles densités, les ondes de choc deviennent de plus en plus épaisses, s'estompent et même s'évanouissent. Par suite, la bouteille de choc peut devenir perméable au gaz résiduel de la chambre de détente. Ainsi, en utilisant des valeurs de P_1 dix à mille fois plus faibles que celles que nous avons pour obtenir les courbes précédentes, FENN et ANDERSON (1966) ont montré qu'un jet moléculaire supersonique pouvait subir une diffusion destructrice dans la première chambre, avant son extraction. Cette perturbation apparaît donc comme un deuxième phénomène susceptible de diminuer $\dot{N}_E$ par rapport à $(\dot{N}_E)_{is}$. Cependant FRENCH et O'KEEFE (1966) ont fait remarquer que les molécules éliminées de cette façon du tube de courant s'appuyant sur l'écorceur, peuvent être remplacées par d'autres provenant de l'extérieur de cette veine centrale. Dans ces conditions, les auteurs pensent que ce deuxième effet devrait avoir une influence négligeable sur les valeurs de $\dot{N}_E$.

Il est important de signaler que l'invasion du jet libre étudiée par FENN et ANDERSON (1966), se produisait dans des conditions où les structures de choc ne semblent pas exister : $2 \cdot 10^{-4} < P_1 < 2 \cdot 10^{-2}$ torr. De plus, ces auteurs ont montré que la diffusion produite par le gaz résiduel de la chambre de détente, commence lorsque le nombre de KNUDSEN du jet libre est voisin de l'unité, c'est-à-dire lorsque le régime devient moléculaire. Récemment, GOVERS et al. (1969) faisant des expériences similaires, ont "sentí" l'influence de P_1 avec des densités un peu plus élevées. Mais nos résultats ont été obtenus dans des conditions encore très différentes ($10^{-2} < P_1 < 1$ torr), où les structures de choc du jet libre sont présentes

(FRENCH, 1965). Enfin des écarts de $\dot{N}_E$ par rapport à $(\dot{N}_E)_{is}$, ont été trouvés même lorsque le nombre de KNUDSEN du jet libre est beaucoup plus faible que l'unité.

Nous avons déjà remarqué que l'excès $\dot{N}_E - (\dot{N}_E)_{is}$ trouvé dans nos expériences, semblait être aussi important que celui observé indirectement par BIER et HAGENA (1962), avec des valeurs de P_1 dix à cent fois plus élevées. L'hypothèse faite par ces auteurs, sur l'existence d'un courant additionnel provenant du gaz résiduel de la chambre de détente et passant dans l'espace de détachement du choc frontal, ne permet pas d'interpréter nos résultats. En effet, elle ne peut être valable aux faibles distances x_E où le choc est attaché à l'écorceur. Nous verrons au chapitre suivant qu'elle demeure très insuffisante, même lorsque le détachement se produit.

Devant ces difficultés, nous avons essayé de découvrir un phénomène nouveau pour expliquer nos observations.

Chapitre 6

EFFET D'INVASION DU JET LIBRE PAR LE GAZ RESIDUEL DE LA CHAMBRE DE DETENTE

Les résultats antérieurs ne permettant pas d'expliquer les courbes de la figure 21, nous avons fait l'hypothèse suivante : dans certaines conditions, le jet libre peut produire une aspiration sur les molécules résiduelles extérieures à la bouteille de choc et les entraîner avec lui à travers l'écorceur. Pour cela, une invasion de la "zone de silence" est nécessaire et nous a été suggérée par l'existence théorique d'une dépression importante dans cette région. Il a été facile de vérifier cette hypothèse en introduisant autour de la structure de choc un gaz étranger au jet détendu et en observant son passage dans la deuxième chambre, avec un débit parfois très grand (CAMPARGUE, 1969b, 1970).

Nous avons étudié cet effet d'invasion en déterminant les flux à travers l'écorceur, des molécules ainsi aspirées et entraînées par le gaz vecteur provenant de la tuyère. Ces mesures ont été effectuées à diverses distances x_E/D^* et pour différentes valeurs des pressions P_0 et P_1 .

I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous avons fermé le collimateur de notre premier générateur de jets moléculaires supersoniques (chapitre 10) afin de n'utiliser que les deux premières chambres de cet appareil. Le dispositif ainsi réduit (figure 22) comprenait une tuyère et un écorceur de diamètres respectifs $D^* = 0,47$ mm et $D_E = 0,83$ mm.

Le gaz étranger au jet détendu était introduit dans la chambre de détente en évitant la formation d'un deuxième jet pouvant perturber celui du gaz vecteur. Cette addition était telle que la pression P_1 régnant en l'absence de molécules étrangères, devenait $P'_1 \approx 2P_1$ en leur présence. Ainsi, le gaz résiduel dans la chambre 1 était un mélange sensiblement équimoléculaire, la vitesse de pompage de la pompe à diffusion d_1 variant peu dans le domaine de pression correspondant.

Les deux gaz ont été choisis de façon à pouvoir être séparés facilement par condensation. Les résultats qui vont être présentés concernent l'aspiration de l'azote par un jet libre de CO_2 . Grâce au système de vannes représenté sur la figure 22, la totalité du mélange sortant de la pompe à diffusion d_2 , passait dans un piège refroidi à l'azote liquide. L'azote ainsi séparé du CO_2 , était ensuite comprimé par une petite pompe à diffusion de mercure d_4 et même par une TOPLER si nécessaire. Enfin une jauge de MacLeod donnant la pression du gaz ainsi recueilli dans un volume connu, pendant un temps donné, a permis de déduire le flux d'azote

$(\dot{N}_E)_{N_2}$ à travers l'écorceur. On peut signaler encore qu'un spectromètre de masse (A.E.I., type M.S.2.) donnait la possibilité de faire des analyses.

Ce dispositif a été précédemment décrit (CAMPARGUE, 1967b, 1969b et d).

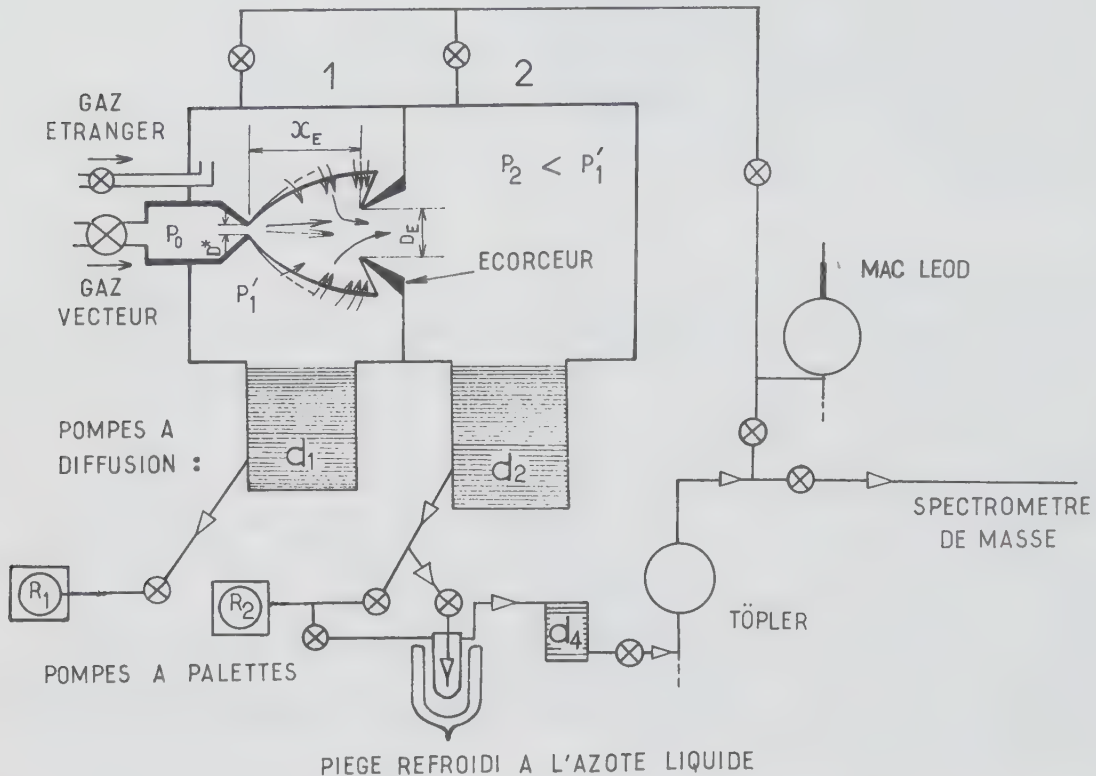


Figure 22 - Dispositif d'étude de l'invasion du jet libre par le gaz résiduel de la chambre de détente.

II - INFLUENCE DE LA DISTANCE x_E/D_{eff}^* SUR L'EFFET D'INVASION

La figure 23 donne des résultats obtenus avec les pressions :

$$\begin{aligned} P_0 &= 62 \text{ torr} \\ P_1 &= 1,1 \cdot 10^{-1} \text{ torr} \\ P_1' &= 2,26 \cdot 10^{-1} \text{ torr} \end{aligned}$$

Nous avons représenté en fonction de x_E/D_{eff}^* les variations de $(\dot{N}_E)_{N_2}$ pour l'azote et de $(\dot{N}_E)_{is}$ pour le gaz vecteur CO_2 . Le flux théorique, calculé en prenant $\gamma = 1,4$ (CAMPARGUE, 1966b) et $D_{eff}^* = 0,95 D^*$, était déjà donné sur la figure 21 au facteur près : $A_E = \pi D_E^2/4$. Enfin, on a considéré la position du disque de Mach en prenant P_0/P_1' comme rapport de détente.

C'est la forme générale des courbes que nous avons trouvées dans des conditions diverses. On observe toujours en particulier, que la traversée du disque de Mach par l'orifice de l'écorceur, n'apporte aucune discontinuité sur le flux $(\dot{N}_2)_{N_2}$. On peut rappeler qu'en l'absence de gaz étranger au jet détendu, les expériences de BOSSEL (1968) et les nôtres (figures 20 et 21) ont montré que le flux total $\dot{N}_E$ présente la même indépendance vis-à-vis de ce choc normal.

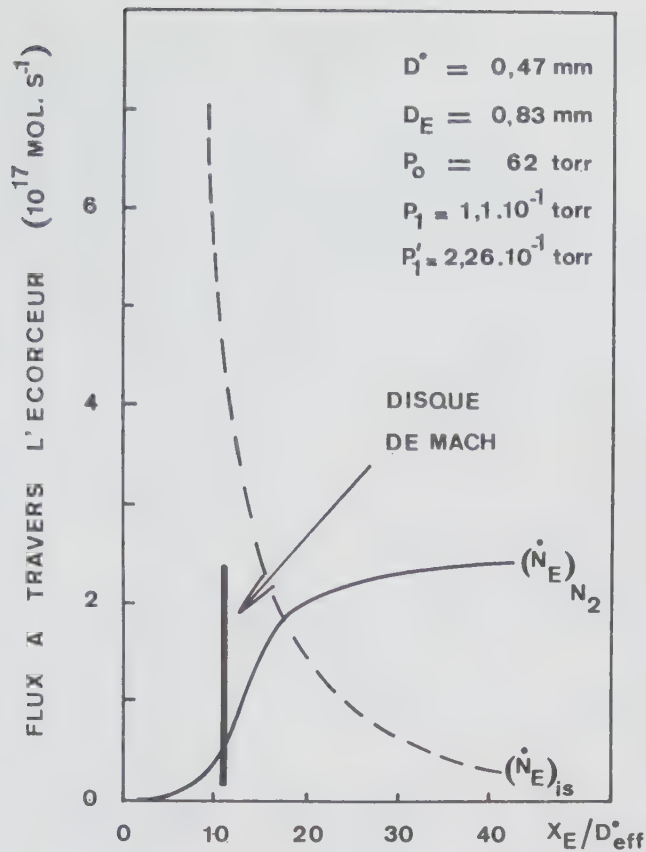


Figure 23 - Influence de la distance x_E/D_{eff}^* sur l'effet d'invasion du jet libre

En comparant les courbes de la figure 23 à celles de la figure 21, on voit que les variations de $(\dot{N}_2)_{N_2}$ en fonction de x_E/D_{eff}^* , sont semblables à celles de la différence $\dot{N}_E - (\dot{N}_E)_{is}$. Cependant, le gaz résiduel de la chambre de détente étant un mélange sensiblement équimoléculaire, il est probable que le flux $(\dot{N}_E)_{CO_2}$ de CO_2 aspiré par le jet libre en même temps que l'azote (auto invasion), soit voisin de $(\dot{N}_E)_{N_2}$. Ainsi, d'après ces expériences, l'excès $\dot{N}_E - (\dot{N}_E)_{is}$ donné par la figure 21, apparaît phénoménologiquement comme résultant d'une aspiration exercée par le jet libre sur le gaz résiduel de la première chambre.

Cet effet semble expliquer au moins partiellement certaines observations faites antérieurement. Par exemple, en adaptant un tube à choc sur un générateur du type KANTROWITZ-GREY (1951), SKINNER et MOYZIS (1965) ont remarqué dans un jet moléculaire de haute énergie, la présence de molécules de faible énergie. L'origine de ces dernières a été très discutée et leur source a été située dans une région en amont de l'écorceur où le régime est encore visqueux. Ces molécules lentes semblent bien résulter du phénomène d'invasion que nous avons mis en évidence. Une contribution de même origine aurait pu aussi exister lorsque FRENCH et Mc MICHAEL (1967) ont observé à l'aide d'un canon à électrons, des densités excessives en amont de l'écorceur.

Il est important de remarquer que le pompage exercé par le jet libre, sur le gaz résiduel de la chambre de détente, existe même aux très faibles distances x_E/D_{eff}^* . Le débit correspondant devient très faible mais non nul, comme on l'a montré à l'aide du spectromètre de masse, quand l'extraction est faite près de la

tuyère. Cet effet demeure donc possible quand le choc frontal est encore attaché à l'arête de l'écorceur, exigeant alors que les molécules étrangères au jet libre franchissent la structure de choc. Ainsi la cellule de Mach peut être envahie, au moins partiellement, par les molécules environnantes - en particulier celles provenant du jet - qui sont ensuite entraînées par le courant supersonique.

Si l'extraction du jet libre est réalisée sur un jet subsonique, c'est-à-dire en aval d'un choc détaché ou du disque de Mach, d'autres molécules résiduelles peuvent atteindre directement l'orifice de l'écorceur. Comme l'ont suggéré BIER et HAGENA (1962), un courant additionnel peut en effet passer entre le choc frontal et le diaphragme. Pour connaître son importance nous avons mesuré, en l'absence de jet provenant de la tuyère, le flux à travers l'écorceur résultant d'une simple effusion moléculaire du gaz maintenu aux pressions P_1 indiquées sur la figure 21. Les valeurs ainsi obtenues sont quatre à cinq fois plus faibles que l'excès $\dot{N}_E - (\dot{N}_E)_{is}$ trouvé aux grandes distances x_E/D_{eff}^* . Ainsi le jet devenu subsonique avant d'atteindre l'orifice d'extraction, a un rôle important dans le passage de ce courant supplémentaire. Son existence se fait sentir même très loin du disque de Mach et encore pour de faibles densités où le régime est moléculaire.

Les courbes $(\dot{N}_E)_{N_2} = f(x_E/D_{eff}^*)$ sont toujours assez régulières et ne font jamais apparaître ni le détachement du choc, ni la traversée du disque de Mach par l'orifice de l'écorceur. On verra que ce choc normal peut occuper des positions diverses par rapport au point d'inflexion des courbes. D'une façon tout à fait générale, on peut dire que l'effet d'invasion ne diminue jamais $\dot{N}_E$ mais l'augmente toujours. Ainsi, les molécules du gaz résiduel sont entraînées par le jet libre soit en régime supersonique, soit en régime subsonique et cet effet d'entraînement peut être considérable.

III - INFLUENCE DES PRESSIONS P_0 ET P_1 SUR L'EFFET D'INVASION

A l'aide du dispositif décrit au début de ce chapitre, nous avons suivi le déplacement des courbes $(\dot{N}_E)_{N_2} = f(x_E/D^*)$, résultant des variations des paramètres P_0 et P_1 . Pour cela, on a fait varier d'abord séparément ces deux facteurs et ensuite simultanément à rapport P_0/P_1 constant. Dans tous les cas, on a pris $P_1 \approx 2P_1$, comme précédemment.

A - Influence de la pression P_1

Les quatre courbes de la figure 24 ont été obtenues avec une même pression génératrice de gaz vecteur CO_2 ($P_0 = 62$ torr). Elles ne diffèrent l'une de l'autre que par les valeurs de P_1 et par suite de P_1' , ou encore par les positions du disque de Mach. Celles-ci ont été calculées en prenant P_0/P_1' comme rapport de détente.

En considérant les courbes A, B et C, on remarque que, pour x_E/D^* donné, le flux $(\dot{N}_E)_{N_2}$ diminue en même temps que les pressions P_1 et P_1' dans la chambre de détente. Il est en effet évident que le phénomène d'invasion s'atténue avec P_1 jusqu'à disparaître lorsque le gaz se détend dans le vide parfait. Dans tous les cas étudiés ici, le flux d'azote que l'on peut comparer au flux $(\dot{N}_E)_{is}$ de CO_2 , est relativement faible, mais non négligeable, si l'extraction est réalisée en amont du disque de Mach. Il devient très supérieur à ce flux théorique quand l'orifice de l'écorceur se trouve dans un écoulement subsonique ($x_E > x_M$).

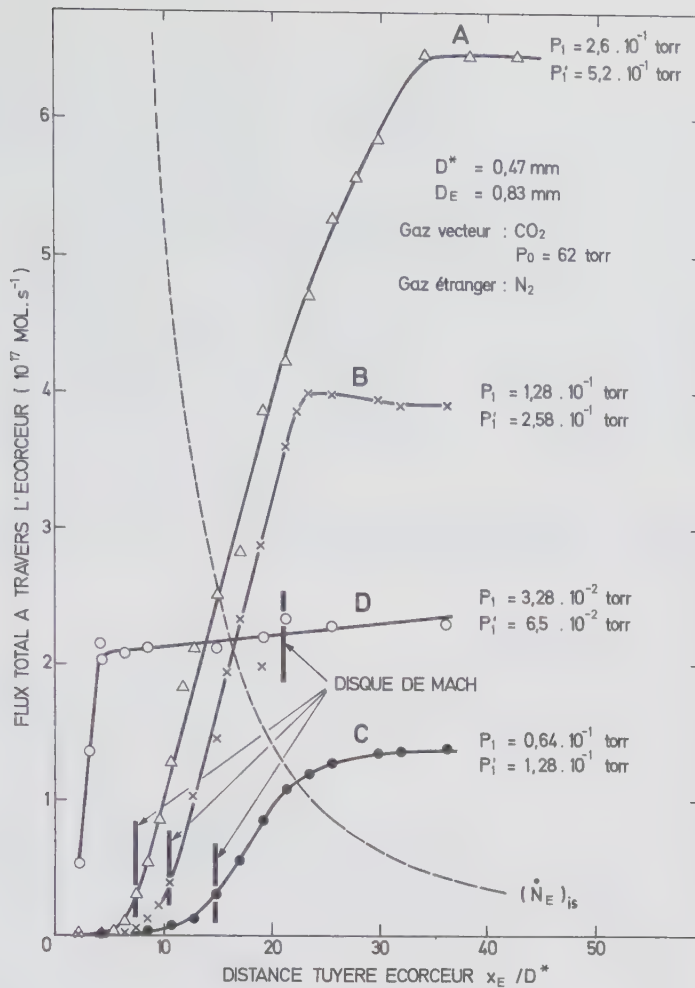


Figure 24 - L'effet d'invasion du jet libre diminue en même temps que P_1 et P_1' (courbes A, B et C). La particularité de la courbe D semble être due à la condensation.

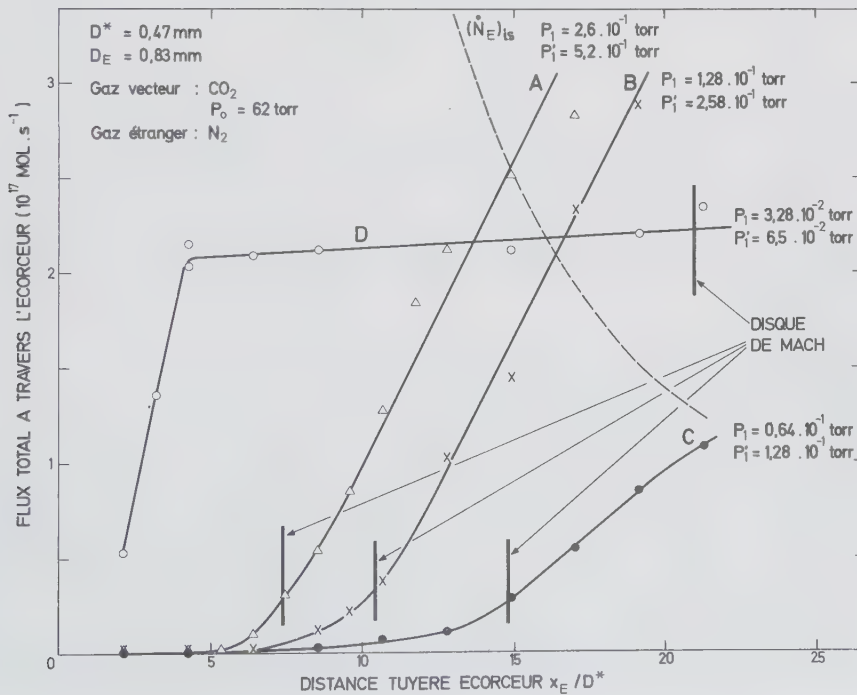


Figure 25 - Agrandissement de la figure 24 aux faibles distances x_E / D^*

Il reste à examiner le cas particulier de la courbe D correspondant aux pressions P_1 et P_1' les plus faibles. On a été surpris de trouver dans ces conditions, un effet d'invasion très prononcé pour $x_E < x_M$. Mais, nous devons signaler que la faible pression résiduelle utilisée alors était maintenue par cryopompage, grâce au réservoir d'azote liquide R_{int} séparant les chambres 1 et 2 (Voir figure 43, chapitre 10). Bien que ce réservoir soit séparé du support S de la tuyère par une couronne isolante de téflon, il est possible qu'il y ait eu un refroidissement dans l'état générateur. Un phénomène de condensation dans le jet aurait pu alors se produire plus facilement pendant la détente du gaz. Ainsi, un jet formé de polymères (en anglais "clusters") serait évidemment plus perméable au gaz résiduel qu'un jet non condensé. C'est par ce phénomène que nous expliquons la particularité de la courbe D.

La figure 25 présente un agrandissement de la précédente donné pour les faibles distances x_E inférieures ou voisines de x_M .

B - Influence de la pression génératrice P_0

D'autres résultats (figures 26 et 27) montrent comment le phénomène étudié dépend du facteur P_0 . Les deux courbes présentées ici ont été obtenues en prenant des pressions P_1 (et par suite P_1') assez voisines et des valeurs de P_0 variant du simple au double. Pour connaître l'importance du flux des molécules aspirées par le jet libre, par rapport au flux théorique $(\dot{N}_E)_{is}$ du gaz vecteur CO_2 , nous avons étudié les variations du rapport $(\dot{N}_E)_{N_2}/(\dot{N}_E)_{is}$ en fonction de x_E/D^* .

Il apparaît clairement que l'effet d'invasion s'atténue très vite quand P_0 augmente. En d'autres termes, il n'est pas très surprenant d'observer que la raréfaction fait croître la porosité du jet libre vis-à-vis du gaz résiduel de la chambre de détente.

On peut rappeler que FENN et ANDERSON (1966) ont déjà mis en évidence une telle invasion avec des densités beaucoup plus faibles que celles utilisées dans nos expériences. Mais contrairement à nos observations, ces auteurs pensaient que ce phénomène n'existait que lorsque le régime moléculaire était atteint en amont de l'écorceur.

Nous montrerons au chapitre 14 que l'invasion doit être rendue négligeable dans la production de jets moléculaires supersoniques. L'élimination de cet effet est réalisable soit en diminuant P_1 (figures 24 et 25), soit en augmentant P_0 (figures 26 et 27). Afin de connaître l'efficacité relative de ces deux solutions, on a fait varier simultanément ces deux paramètres tout en gardant leur rapport approximativement constant.

C - Influence des pressions P_0 et P_1 à rapport P_0/P_1 constant

Pour obtenir les trois courbes présentées sur les figures 28 et 29, on avait $P_0 = 31,62$ et 124 torr. Les valeurs de P_1 et P_1' correspondantes étaient telles que les positions du disque de Mach se trouvaient assez voisines les unes des autres.

Les trois courbes $(\dot{N}_E)_{N_2}/(\dot{N}_E)_{is} = f(x_E/D^*)$ montrent qu'une augmentation de P_0 est prépondérante par rapport à une diminution de P_1 , pour éliminer l'effet d'invasion. Ainsi, pour une vitesse de pompage donnée (proportionnelle à P_0/P_1), cette perturbation devient plus faible en augmentant les valeurs absolues des

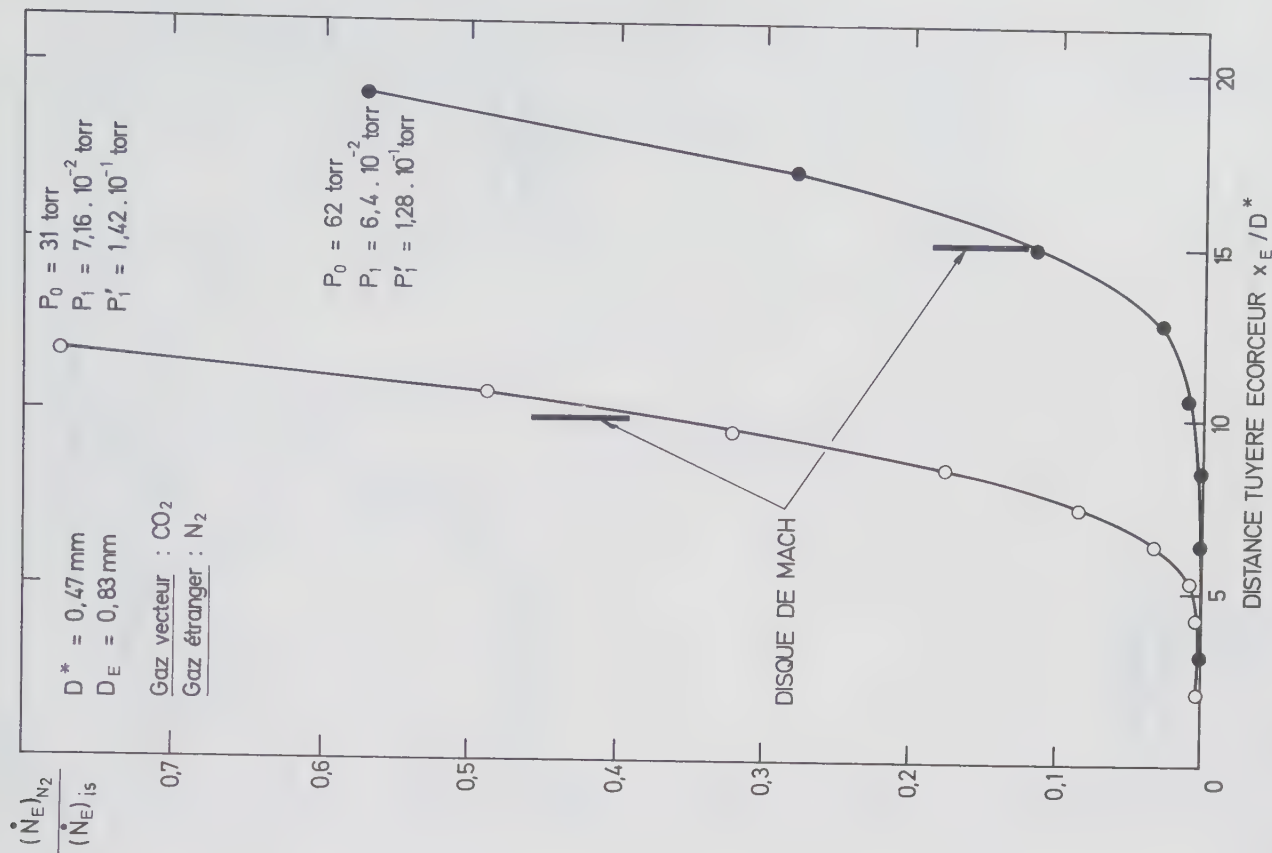


Figure 27 - Agrandissement de la figure 26 aux faibles distances x_E / D^*

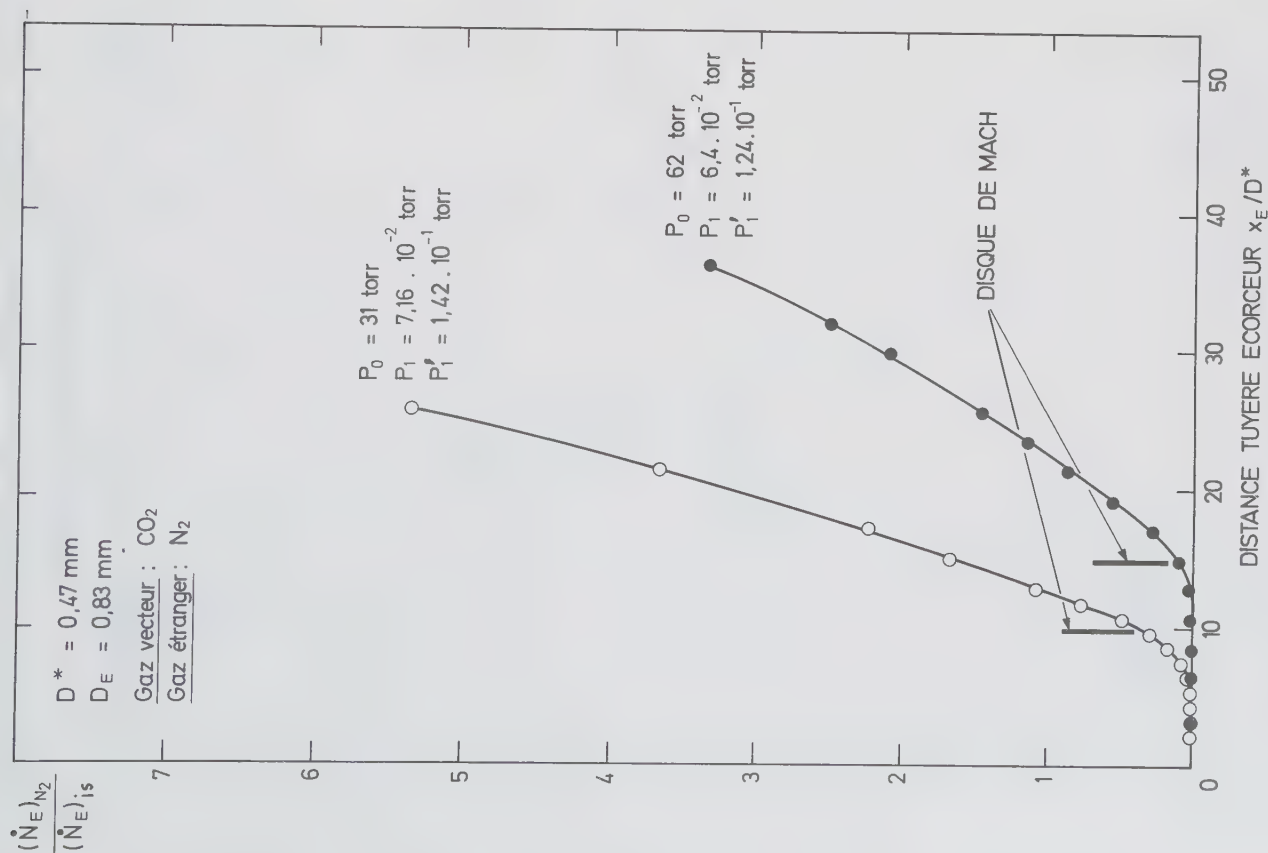


Figure 26 - L'effet d'invasion du jet libre diminue quand la pression génératrice P_0 augmente

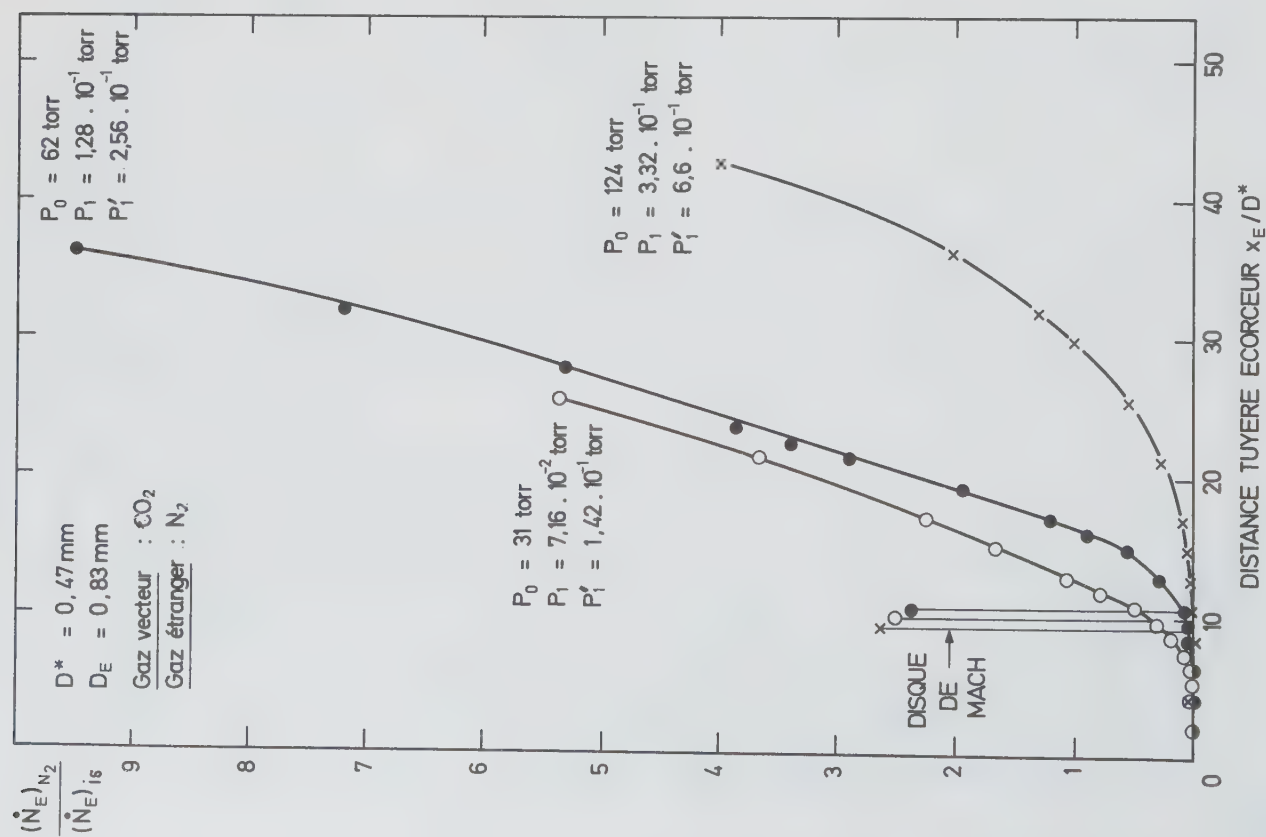


Figure 28 - Une augmentation de P_0 est prépondérante par rapport à une diminution de P_1 , pour éliminer l'effet d'invasion

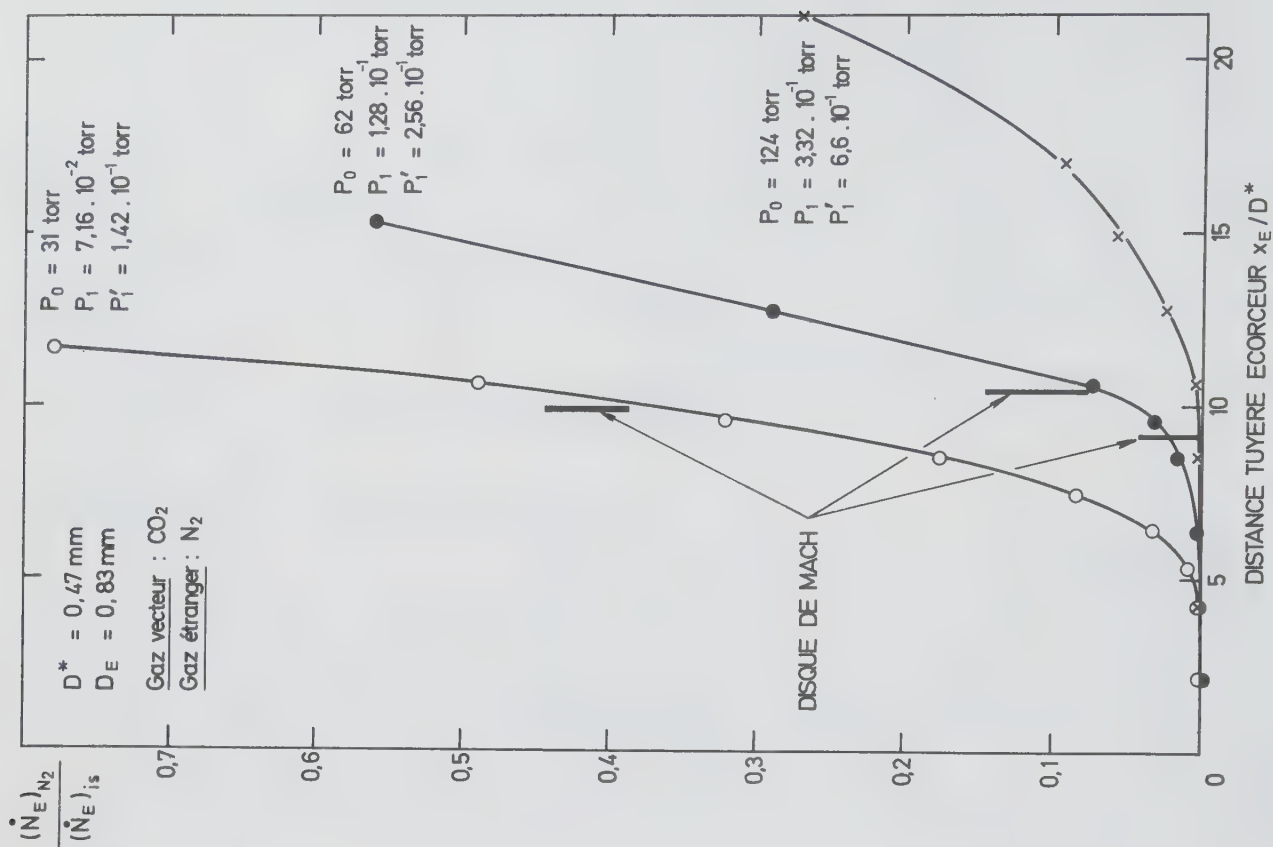


Figure 29 - Agrandissement de la figure 28 aux faibles distances x_E / D^*

pressions. Nous avons mis à profit cette propriété dans notre méthode originale de production de jets moléculaires supersoniques (chapitres 9 et 15).

Avant d'aborder ce procédé utilisant une double extraction, on va montrer encore par simple extraction, qu'un nouvel effet de séparation des molécules peut être induit par invasion de la structure de choc du jet libre.

Chapitre 7

NOUVEL EFFET DE SEPARATION DES MOLECULES INDUIT PAR INVASION DU JET LIBRE

Les diverses expériences présentées au chapitre précédent concernent l'aspiration de l'azote par un jet libre de CO_2 . En faisant varier la nature du gaz étranger au jet détendu, nous avons remarqué que ce pompage s'exerçait d'autant plus fortement sur les molécules que leur masse était plus faible. Ainsi, l'effet d'invasion étudié ci-dessus agit très préférentiellement sur les molécules légères, comme nous l'avons montré de deux façons différentes :

- d'abord en comparant les résultats obtenus successivement et dans les mêmes conditions, pour des molécules étrangères de masses différentes,
- ensuite en introduisant autour de la structure de choc du jet libre, des mélanges gazeux de composition connue et en particulier des mélanges naturels d'isotopes ou de variétés isotopiques.

Les enrichissements donnés par ce nouvel effet séparatif, peuvent être considérables par rapport à ceux prévus théoriquement pour une membrane de diffusion gazeuse.

I - COMPARAISON DES FLUX $(\dot{N}_E)_{\text{N}_2}$ ET $(\dot{N}_E)_{\text{H}_2}$ OBTENUS SEPARÉMENT POUR L'AZOTE ET L'HYDROGENE

Nous avons repris le dispositif déjà utilisé (figure 22) et la courbe $(\dot{N}_E)_{\text{N}_2} = f(x_E/D_{\text{eff}}^*)$. En prenant les mêmes diamètres que précédemment :

$$D^* = 0,47 \text{ mm}$$

$$D_E = 0,83 \text{ mm}$$

et se plaçant aussi dans les mêmes conditions :

$$P_0 = 62 \text{ torr},$$

$$P_1 = 1,1 \cdot 10^{-1} \text{ torr},$$

$$P_1' = 2,26 \cdot 10^{-1} \text{ torr},$$

nous avons remplacé l'azote par l'hydrogène pour obtenir $(\dot{N}_E)_{\text{H}_2} = f(x_E/D_{\text{eff}}^*)$.

D'après la figure 3, on a $C_d = 0,90$ et par suite $D_{\text{eff}}^* = 0,95 D^*$, lorsque la tuyère de diamètre $D^* = 0,47 \text{ mm}$ fonctionne à une pression génératrice $P_0 = 62 \text{ torr}$. Ainsi, nous avons pu représenter (figure 30) en fonction de x_E/D_{eff}^* :

- la position du disque de Mach ($x_M/D_{\text{eff}}^* = 11,1$), correspondant à un rapport de détente P_0/P_1' ,

- les variations du flux $(\dot{N}_E)_{\text{is}}$ relatif au gaz vecteur CO_2 , calculé en tenant compte du coefficient de débit C_d de la tuyère et prenant $\gamma = 1,4$ (ce flux

était déjà donné sur la figure 23).

- les flux $(\dot{N}_E)_{N_2}$ et $(\dot{N}_E)_{H_2}$ correspondant au gaz étranger au jet détendu (N_2 ou H_2 , respectivement), qui est pompé et entraîné par le jet libre dans la deuxième chambre.

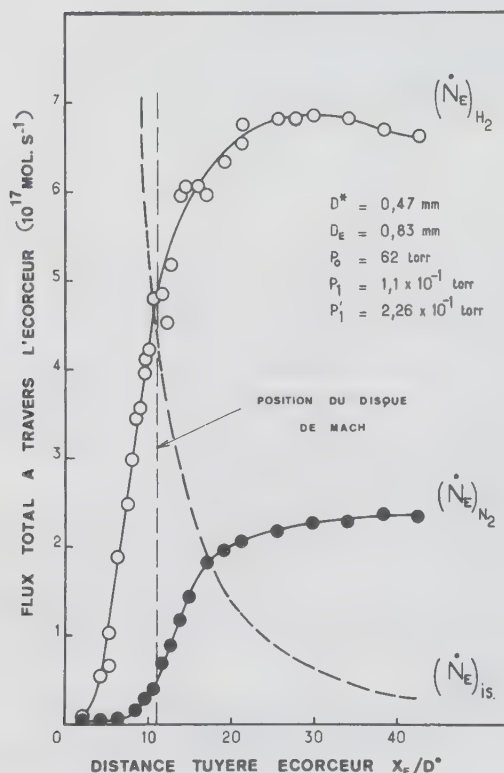


Figure 30 - Flux à travers l'écorceur :

$(\dot{N}_E)_{is}$: flux théorique pour le gaz vecteur CO_2 ,
 $(\dot{N}_E)_{N_2}$ ou $(\dot{N}_E)_{H_2}$: flux mesurés pour les molécules étrangères au jet détendu, N_2 et H_2 respectivement.

Il apparaît ainsi un important décalage entre les courbes représentant ces deux derniers flux. Il semble donc qu'un effet de séparation très marqué se produirait si un mélange d'azote et d'hydrogène (par exemple équimoléculaire) était aspiré à travers la structure de choc du jet libre. D'après ces courbes décalées, l'enrichissement en molécules légères augmenterait d'abord avec x_E/D_{eff}^* jusqu'à un maximum très prononcé ; ensuite le rapport $(\dot{N}_E)_{H_2}/(\dot{N}_E)_{N_2}$ diminuerait pour se rapprocher grossièrement du rapport des racines carrées des masses : $\sqrt{28/2} \approx 3,7$. Cette limite qui serait atteinte lors de l'extraction en régime subsonique (en aval du disque de Mach), correspondrait à une séparation résultant d'une simple effusion moléculaire de gaz résiduel à travers l'écorceur.

Les résultats donnés dans le paragraphe II de ce chapitre se rapportent à des mélanges gazeux, et en particulier isotopiques, subissant directement cet effet séparatif induit par invasion : on montrera que les expériences ont confirmé les prévisions encourageantes indiquées ci-dessus.

II - ASPIRATION PREFERENTIELLE DES MOLECULES LEGERES D'UN MELANGE GAZEUX, A TRAVERS UNE STRUCTURE DE CHOC DE JET LIBRE

A - Dispositif séparateur de molécules

Le système utilisé pour mettre en évidence et étudier l'effet d'invasion (figure 22) fournit aussi notre dispositif séparateur de molécules (CAMPARGUE, 1967a, 1969b et c, 1970). Une cellule de Mach produite à l'aide d'un gaz auxiliaire, dans une région où règne une pression résiduelle de 10^{-2} à 1 torr, ressemble en effet à une surface fermée qui est perméable. Quand celle-ci s'attache à l'arête de l'écorceur, elle ne communique directement qu'avec la deuxième chambre. Dans ces conditions, le gaz extérieur à la bouteille de choc doit traverser cette "membrane de choc" pour passer à travers l'écorceur.

Lors de l'introduction du mélange gazeux dans la première chambre et à l'extérieur de la structure de choc, il est important d'éviter la formation d'un deuxième jet qui pourrait perturber le dispositif séparateur donné par le gaz auxiliaire. Cette addition de mélange gazeux au gaz résiduel, est en effet importante puisqu'elle est telle que la pression est doublée dans la chambre de détente ($P'_1 \approx 2P_1$). Remarquons cependant que cette condition n'est pas nécessaire et que P'_1 pourrait être choisi plus grand ou plus petit que $2P_1$. Le disque de Mach occupe alors une position donnée par (23) en prenant P_0/P'_1 comme rapport de détente. La structure de choc, comme une membrane poreuse, semble présenter une perméabilité sélective vis-à-vis des composants du mélange gazeux : les molécules légères envahissent préférentiellement la bouteille de choc dans la région où elle peut se trouver en dépression par rapport à l'extérieur. Ainsi un mélange enrichi en composant léger est continuellement pompé et entraîné par le gaz vecteur à travers l'écorceur.

B - Dispositif de prélèvement et d'analyse

Une pression $P_2 < P'_1$ est maintenue dans la deuxième chambre à l'aide de la pompe à diffusion d_2 (voir figure 22). Comme au chapitre précédent, le gaz auxiliaire et le mélange sont choisis de façon à pouvoir être séparés facilement par condensation dans un piège refroidi à l'azote liquide, situé à la sortie de d_2 . On peut encore effectuer des compressions grâce à la pompe à diffusion d_4 et même la Topler si nécessaire, et des mesures de débits en utilisant la jauge de MacLeod. Enfin le spectromètre de masse (A.E.I., type M.S. 2) permet de faire les analyses des échantillons prélevés.

Dans ces expériences, de faibles effets secondaires de séparation pourraient se produire dans le système de prélèvement. Les enrichissements qui résulteraient du fonctionnement des pompes à diffusion d_2 et d_4 , sont facilement évités en recueillant la totalité du mélange qui les traverse pendant un temps donné. Mais d'autres difficultés pourraient exister par suite d'un cryopompage préférentiel ou encore apparaître lors de l'introduction du mélange gazeux dans le spectromètre de masse. Afin de connaître la validité des mesures quantitatives qui ont été faites, la méthode de prélèvement et d'analyse a été contrôlée en utilisant des mélanges connus. Pour effectuer ces essais, on a conservé le jet de gaz auxiliaire traversant l'écorceur et on a introduit des mélanges connus non dans la chambre

de détente, mais directement dans la deuxième et en amont de la pompe à diffusion d_2 . Dans tous les cas examinés et dans la limite des erreurs expérimentales, le système de prélèvement et d'analyse n'introduisait aucun enrichissement. Ainsi les effets secondaires de séparation qui ont été mentionnés ci-dessus, sont absents ou négligeables dans toutes les expériences reportées ici.

C - Facteur de séparation et effet élémentaire de séparation

Les résultats expérimentaux peuvent être représentés à l'aide du facteur de séparation défini par :

$$S_{20} = f_2(1-f_0)/f_0(1-f_2) \quad (38)$$

f désignant la fraction molaire du composant léger, et les indices 0 et 2 correspondant respectivement au mélange initial et au mélange final passant dans la deuxième chambre. Pour donner un ordre de grandeur des valeurs obtenues pour S_{20} , on peut le comparer au rapport des racines carrées des masses des molécules à séparer, c'est-à-dire au facteur de séparation S_{Kn} d'une membrane de diffusion gazeuse en régime de KNUDSEN :

$$S_{Kn} = (m_{lourd}/m_{léger})^{1/2} \quad (39)$$

Cependant, il est plus commode, tout particulièrement pour la séparation isotopique, de comparer les effets élémentaires de séparation, définis respectivement par :

$$\epsilon_{20} = S_{20} - 1 \quad (40)$$

$$\epsilon_{Kn} = S_{Kn} - 1 \quad (41)$$

D - Résultats expérimentaux

1° - Mélange hélium-argon ($f_0 = 0,10$)

Dans le dispositif séparateur utilisé pour faire ces expériences (figure 22), la tuyère et l'écorceur avaient respectivement comme diamètres : $D^* = 0,47$ mm et $D_E = 0,83$ mm. Le gaz carbonique était choisi comme gaz vecteur parce qu'il est facilement éliminable par condensation. Lorsque ce gaz alimentait la tuyère à la pression génératrice $P_0 = 62$ torr, la pompe d_1 maintenait une pression $P_1 = 1,1 \cdot 10^{-1}$ torr dans la première chambre. Le mélange hélium-argon ($f_0 = 0,10$) était alors introduit en continu dans ce compartiment et à l'extérieur de la cellule de Mach, avec un débit tel que la pression résiduelle totale devenait $P'_1 \approx 2,3 \cdot 10^{-1}$ torr. Dans ces conditions, la position calculée du disque de Mach était à la distance $x_M/D^* \approx 11$ du col de la tuyère.

A la sortie de la pompe à diffusion d_2 évacuant la deuxième chambre, le gaz vecteur CO_2 était éliminé par condensation dans un piège refroidi à l'azote liquide. Au contraire, le mélange hélium-argon traversait ce piège à partir duquel il se trouvait aspiré par la pompe à diffusion de mercure d_4 et était ensuite soumis à l'analyse à l'aide du spectromètre de masse. Ainsi, nous avons pu calculer le facteur de séparation S_{20} pour divers échantillons correspondant à différentes valeurs de la distance tuyère-écorceur x_E/D^* . Les résultats (figure 31) montrent que S_{20} peut devenir beaucoup plus grand que S_{Kn} , tout particulièrement dans un domaine étroit très critique ($x_E/D^* \approx 6,17$) où le maximum atteint est $(S_{20})_{max} \approx 174 \approx 55 S_{Kn}$.

Un tel enrichissement correspond à une variation de fraction molaire de $f_0 = 0,10$ à $f_2 = 0,95$. En d'autres termes, le maximum obtenu pour l'effet élémentaire de séparation est :

$$(\epsilon_{20})_{\max} \approx 80 \epsilon_{Kn}$$

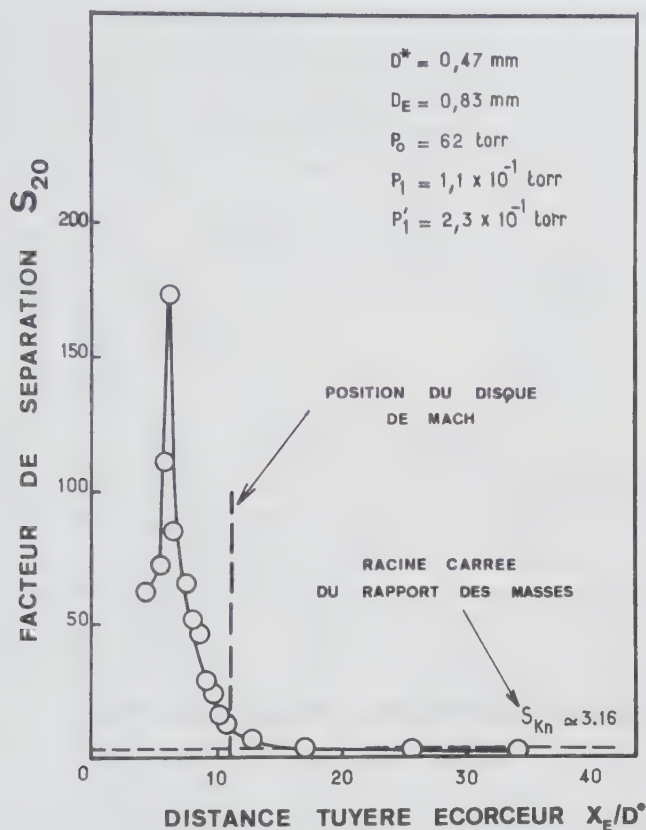


Figure 31 - Variation, en fonction de x_E/D^* , du facteur de séparation obtenu pour un mélange He-Ar (gaz vecteur : CO_2)

2° - Mélange naturel des isotopes de l'argon

Le dispositif et les conditions expérimentales étaient les mêmes que pour le mélange hélium-argon, ce dernier étant remplacé par de l'argon naturel. Les effets de séparation ont été considérés pour les isotopes ^{36}Ar et ^{40}Ar . Ainsi, des conditions optimales apparaissent encore pour le facteur S_{20} , dans un domaine étroit de la distance tuyère-écorceur (figure 32). Avec $x_E/D^* \approx 7,23$, on a le maximum : $(S_{20})_{\max} \approx 1,14$. En prenant comme gaz vecteur l'hexafluorure de soufre SF_6 , au lieu de CO_2 , et en réduisant les pressions P_0 , P_1 et P'_1 d'un facteur 2, on a trouvé $(S_{20})_{\max} \approx 1,17$, alors que $S_{Kn} = 1,054$. Le maximum obtenu pour l'effet élémentaire de séparation est alors :

$$(\epsilon_{20})_{\max} \approx 3,15 \epsilon_{Kn}$$

3° - Variétés isotopiques de l'hexafluorure de soufre SF_6

Cet exemple montre la possibilité de séparer des molécules dont la différence relative des masses est faible et du même ordre de grandeur que celle existant

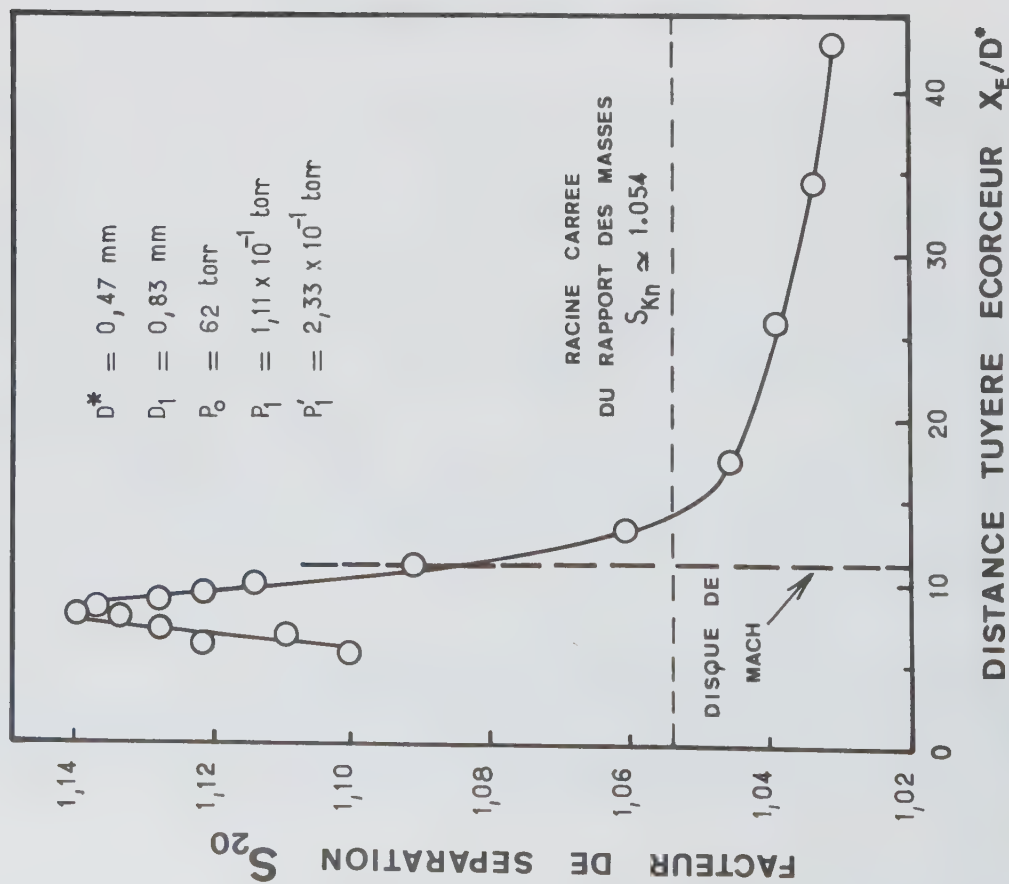


Figure 32 : Facteur de séparation des isotopes de l'argon (^{36}Ar et ^{40}Ar) en fonction de x_E/D^* (gaz vecteur : CO_2)

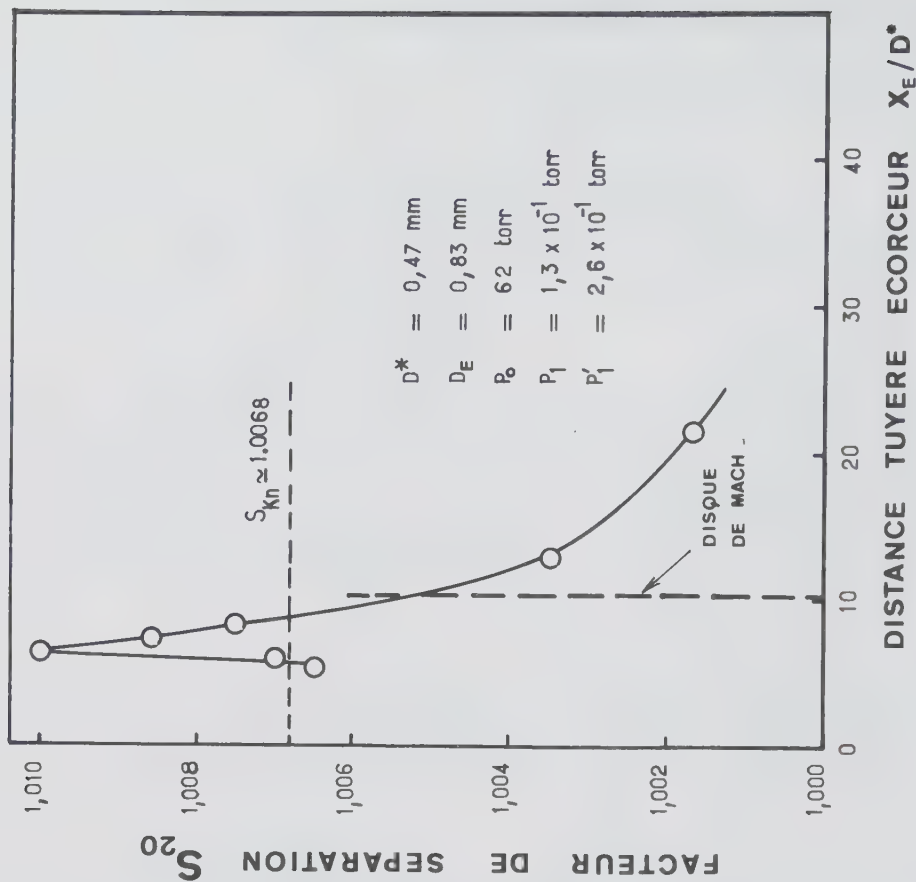


Figure 33 : Facteur de séparation des variétés isotopiques $^{32}\text{SF}_6$ et $^{34}\text{SF}_6$ en fonction de x_E/D^* (gaz vecteur : N_2)

dans le cas de l'hexafluorure d'uranium UF_6 . De plus, il apparaît que l'effet trouvé se produit encore lorsque le gaz vecteur choisi (azote) est beaucoup plus léger que le mélange étudié (variétés isotopiques de SF_6). Dans ces expériences, le dispositif et les conditions expérimentales étaient les mêmes que pour le premier exemple, l'azote et SF_6 remplaçant respectivement CO_2 et le mélange hélium-argon. Les échantillons de SF_6 étaient facilement collectés par condensation dans le piège refroidi à l'azote liquide, tandis que le gaz vecteur (N_2) était éliminé en continu par la pompe à palettes R_2 (voir figure 22). A la fin de chaque expérience, le piège contenant SF_6 était réchauffé et le mélange isotopique recueilli était ensuite analysé à l'aide du spectromètre de masse. La figure 33 représente, en fonction de x_E/D^* , les variations du facteur de séparation S_{20} calculé pour les molécules isotopiques $^{32}SF_6$ et $^{34}SF_6$, pour lesquelles $S_{Kn} = 1,0068$. Au maximum de l'unique courbe ainsi tracée, $(S_{20})_{max} \approx 1,010$. Cet enrichissement correspond à un effet élémentaire de séparation.:

$$(\epsilon_{20})_{max} \approx 1,5 \epsilon_{Kn}$$

III - DISCUSSION

L'effet de séparation que nous avons observé semble être lié au passage d'un mélange gazeux à travers une structure de choc. Cela apparaît sur les figures 31 à 33, où l'on remarque une brusque décroissance du facteur de séparation S_{20} et ses valeurs relativement faibles, lorsqu'une fraction du mélange gazeux peut atteindre l'orifice de l'écorceur et la deuxième chambre, tout en évitant la traversée de la "membrane de choc". Cela peut se produire quand l'extraction est réalisée en régime subsonique : en aval d'un éventuel choc détaché ou en aval du disque de Mach. L'existence d'un maximum pour S_{20} n'est pas interprétée et, plus généralement, il semble difficile d'expliquer les valeurs élevées des enrichissements obtenus. La solution de ce problème sera certainement trouvée avec l'interprétation des courbes représentant les variations de $(\dot{N}_E)_{N_2}$ ou $(\dot{N}_E)_{H_2}$ en fonction de x_E/D^* (voir figure 30). Ainsi, le décalage qui existe entre ces deux courbes devrait donner la clef de cette séparation induite par invasion du jet libre. D'après ces résultats, la "porosité" de la "membrane de choc" semble croître continuellement du col de la tuyère au disque de Mach. De plus, il apparaît qu'une augmentation du diamètre D_E de l'écorceur, donc du flux du mélange enrichi en molécules légères, est réalisable sans diminution de l'effet séparatif. Cela pourrait indiquer que la séparation se produit dans la zone périphérique du jet libre (choc latéral, couche limite).

Dans un travail expérimental actuellement en cours, on étudie l'influence des pressions P_0 , P_1 et P'_1 sur les débits et sur le facteur de séparation. On découvre ainsi un phénomène très compliqué. L'effet d'invasion devient négligeable quand on augmente simultanément toutes les pressions. On observe aussi qu'aux faibles densités, le facteur de séparation S_{20} devient égal ou plus faible que S_{Kn} , si l'on a $P'_1 < 10^{-2}$ torr, c'est-à-dire lorsque la structure de choc du jet libre s'évanouit.

Le nouvel effet de séparation que nous avons trouvé semble être absolument général, s'appliquant à tous les mélanges examinés et en particulier aux mélanges isotopiques (atomes ou molécules). De plus, le maximum obtenu pour S_{20} est toujours plus grand que S_{Kn} et le rapport S_{20}/S_{Kn} semble augmenter avec le rapport des masses des molécules. Ces résultats restent valables quel que soit le gaz vecteur

choisi dont les molécules étaient plus lourdes ou plus légères que celles du mélange étudié. Ce dernier peut d'ailleurs servir lui-même de vecteur, ce qui évite une séparation supplémentaire, tout en augmentant le débit pour le mélange enrichi, mais aussi réduisant l'enrichissement. Cependant, même dans ce dernier cas, il est possible de trouver des conditions où le facteur S_{20} est supérieur à S_{Kn} , malgré l'existence d'un effet bien connu de barodiffusion qui donne une séparation en sens inverse dans un jet libre de mélange gazeux.

Comme ce fut d'abord suggéré par DIRAC durant la deuxième guerre mondiale et ensuite démontré expérimentalement par TAHOURDIN (1946) à Oxford, la partie axiale d'un jet libre de mélange gazeux est généralement plus riche en molécules lourdes que le gaz introduit dans la tuyère. En produisant des jets moléculaires supersoniques, BECKER et ses collaborateurs (1955, 1957) ont observé des effets semblables sur la composition de mélanges binaires. Ils ont ensuite étudié considérablement à Karlsruhe cette séparation dite "positive" avec divers mélanges gazeux comprenant des mélanges isotopiques tels que ceux de l'argon naturel et de l'hexafluorure d'uranium (UF_6). Leurs résultats ont été confirmés par WATERMAN et STERN (1959) et STERN et al. (1960), qui ont publié des observations semblables et proposé un modèle théorique qui paraît les expliquer. La migration radiale résultant d'un phénomène de barodiffusion suggéré par BECKER, ne semble pas s'appliquer aux expériences de REIS et FENN (1963) où se manifestait un important effet induit par la sonde.

Il y a eu cependant plusieurs essais pour trouver une solution théorique quantitative du problème de la séparation par diffusion dans les jets libres de mélanges gazeux (ZIGAN, 1962 ; MIKAMI et TAKASHIMA, 1964, 1968) ; SHERMAN, 1965). Ces travaux ont éliminé une contradiction apparente entre les résultats de REIS et FENN (1963) et la théorie hydrodynamique classique, comme c'est indiqué dans l'analyse de SHERMAN (1965). Cette dernière semble avoir été confirmée dans des conditions où d'autres perturbations ou effets de séparation, dûs à l'influence des chocs, au phénomène d'invasion ou à la raréfaction, étaient absents ou négligeables. Les prévisions théoriques, concernant la séparation induite uniquement par le jet, ont été en effet approximativement vérifiées à faibles distances de la tuyère, par la technique de visualisation utilisant un canon à électrons et un analyseur optique (ROTHER, 1966), ou par extraction à l'aide d'un écorceur (ABUAF et al., 1967a; CAMPARGUE, 1967b).

La décroissance du facteur de séparation, ou encore les écarts par rapport à ces solutions théoriques, conduisent parfois à une séparation de signe contraire se produisant à une distance relativement grande du col de la tuyère. Cet enrichissement axial en molécules légères a été observé dans plusieurs laboratoires et en particulier le nôtre (CAMPARGUE, 1967b). D'après STERN et al. (1960), il serait dû à l'influence d'une onde de choc. En se basant sur des considérations purement empiriques, REIS et FENN (1963) pensaient que le disque de Mach pouvait parfois contribuer à la production de cet effet inverse. Il semble maintenant que cette séparation dite "négative" peut se confondre avec celle que nous avons étudiée. Quand le mélange gazeux est utilisé lui-même comme gaz vecteur, la séparation obtenue, en l'absence de tout effet induit par la sonde, semble résulter de la superposition de deux effets opposés : l'un dû au jet et l'autre au phénomène d'invasion. Ainsi, la séparation positive serait au plus celle induite par le jet, comme on le trouve

expérimentalement (ROTHER, 1966 ; ABUAF et al., 1967a; CAMPARGUE, 1967b). Notre effet de séparation a certainement une large contribution dans l'enrichissement en hélium relativement élevé trouvé par SEBACHER (1968, 1969) dans une étude de jets libres de mélanges hélium-azote, réalisée à l'aide d'un canon à électrons. De plus, une invasion préférentielle aurait pu jouer un rôle important dans l'élargissement des chocs observé initialement par ANDERSEN et HORNIG (1961) dans des jets libres de mélanges hélium-argon. D'une façon similaire, dans les expériences de ROTHER (1966) et CENTER (1967), le même phénomène pourrait être partiellement responsable du fait que le gaz léger a été trouvé recomprimé notablement avant le gaz lourd. Par analyse optique (technique utilisant un canon à électrons) ou par une méthode d'extraction (en l'absence de toute influence de la sonde), il semble possible d'étudier uniquement la séparation induite par invasion et de deux façons différentes : soit en éliminant la barodiffusion classique, ce qui est réalisé lorsque le nombre de Reynolds au col de la tuyère est suffisamment grand ($R_e^* > 10^3$); soit en employant un jet de gaz auxiliaire comme nous l'avons fait dans nos expériences.

La séparation induite par la sonde, découverte par REIS et FENN (1963), peut aussi être étudiée toute seule. Ainsi, dans un travail intéressant, CHANG (1967) a examiné cette influence du choc courbe en l'absence de toute autre perturbation due à la condensation, à la raréfaction ou à la présence du disque de Mach. L'effet induit par le jet était évité comme on l'a indiqué ci-dessus, en prenant $R_e^* > 10^3$. L'invasion du jet libre par le gaz résiduel était aussi négligeable aux distances relativement faibles prises à partir du col de la tuyère (en amont du disque de Mach) et avec une pression dans la chambre de détente qui se trouvait dans le domaine : $10^{-3} < P_1 < 10^{-2}$ torr.

Ces expériences ont été réalisées à partir de mélanges binaires. Nos travaux en cours font apparaître des effets semblables sur le mélange naturel des isotopes de l'argon.

IV - CONCLUSION

Jusqu'à ces dernières années, de nombreuses contradictions semblaient exister entre les divers résultats expérimentaux sur les effets de séparation dans les jets libres de mélanges gazeux. Cette incohérence apparente a été partiellement éliminée grâce à la théorie hydrodynamique de la séparation par diffusion (ZIGAN, 1962 ; MIKAMI et TAKASHIMA, 1964, 1968 ; SHERMAN, 1965) et grâce à la découverte d'un effet de séparation due à une interaction entre l'écoulement supersonique et la sonde (REIS et FENN, 1963). Ainsi une séparation induite par la sonde peut aussi se produire et par suite augmenter considérablement l'effet classique induit par le jet. En plus de ces séparations "positives" déjà connues, nous avons trouvé un troisième effet qui peut être très prononcé et qui agit en sens inverse des précédents. Il résulte de l'invasion du jet libre par le gaz résiduel de la chambre de détente. Le mécanisme de cette séparation induite par invasion, se produisant dans des conditions où la raréfaction perturbe les lois classiques de l'écoulement continu, n'est pas encore expliqué. Il semble être identique à celui qui fait apparaître une relativement faible séparation négative. Celle-ci a été observée précédemment sur des jets libres de mélanges gazeux, dans divers laboratoires et en particulier dans le nôtre (CAMPARGUE, 1967b).

Dans tous les cas, ce phénomène apparaît lié au passage d'un mélange gazeux à travers une structure de choc du jet libre, produite dans une région où règne une pression résiduelle : $10^{-2} < P_1 < 1$ torr.

Nous voyons clairement qu'il peut exister dans les jets libres de mélanges gazeux trois différents effets de séparation, selon qu'ils sont induits par le jet, par la sonde ou par l'invasion du jet libre. Comme on l'a indiqué ci-dessus, il est possible de les produire séparément et par suite de les étudier plus facilement.

Dans les recherches sur les jets libres à basses densités, obtenus avec des gaz purs ou des mélanges, l'effet d'invasion ne peut être négligé. Cependant, d'après des analyses faites au spectromètre de masse, ce phénomène devient négligeable et même disparaît quand on augmente les pressions. Le "coeur" du jet libre, à l'intérieur de la bouteille de choc, devient alors une vraie "zone de silence" (SHERMAN, 1963a). Cela suggère une nouvelle voie pour améliorer l'intensité et l'énergie dans la technique des jets moléculaires supersoniques. Nous allons la présenter dans les chapitres suivants qui se rapportent, non à une simple extraction comme précédemment, mais à une double extraction de jets supersoniques libres.

- TROISIEME PARTIE -

METHODE, CONDITIONS EXPERIMENTALES ET DISPOSITIFS
DE PRODUCTION DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES

Nous avons étudié et mis au point un dispositif capable de produire des jets moléculaires de haute intensité et d'énergie intermédiaire, à l'aide de moyens relativement réduits. Ces faisceaux moléculaires sont dits "supersoniques" parce qu'ils sont obtenus à partir d'un jet de tuyère. Ainsi ce qualificatif est employé non pour indiquer leur état, mais pour rappeler leur origine. Nous comparerons de tels jets aux sources effusives conventionnelles que nous allons d'abord présenter, tout en donnant diverses expressions théoriques très utiles qui leur sont attachées. Nous exposerons ensuite la théorie des jets moléculaires supersoniques. Enfin, après avoir souligné les différences existant entre les conditions expérimentales et les conditions idéales admises dans cette théorie, nous décrirons les appareils de notre conception.

Chapitre 8

ETUDE THEORIQUE DES JETS MOLECULAIRES CLASSIQUES ET SUPERSONIQUES

I - JETS MOLECULAIRES CLASSIQUES OU SOURCES EFFUSIVES CONVENTIONNELLES

En 1911, DUNOYER réalisa le premier générateur de rayons atomiques, avec de la vapeur de sodium (figure 34). Un tel dispositif donnant du "gaz monodimensionnel" se propageant "optiquement" dans le vide, comprend essentiellement trois chambres 1, 2 et 3. Celles-ci sont maintenues sous un vide approprié et ne

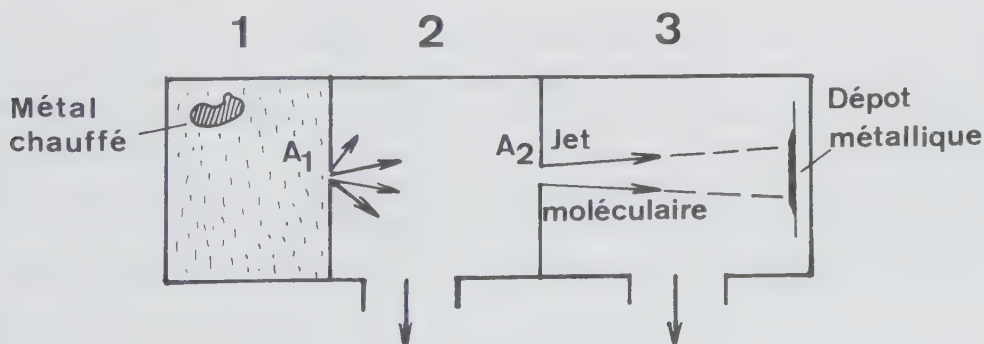


Figure 34 - Schéma du dispositif de DUNOYER (1911) produisant un jet atomique de sodium

communiquent entre elles qu'à travers deux ouvertures A_1 et A_2 , qui peuvent être des orifices circulaires ou, le plus souvent, des fentes étroites et parallèles.

Un gaz est introduit dans la chambre 1 sous une pression convenable, telle que le libre parcours moyen λ_1 des molécules soit au moins égal à la largeur W_1 de la fente A_1 , ou au diamètre D_1 dans le cas d'un orifice circulaire. Ainsi, le gaz passe dans la chambre 2 en subissant une effusion moléculaire que l'on peut étudier théoriquement en se plaçant dans des conditions idéales que nous préciserons.

Après avoir rappelé quelques résultats de théorie cinétique des gaz permettant de définir l'état gazeux dans la source (chambre 1), on étudiera la formation d'un jet moléculaire de ce type. On examinera en particulier les flux, ou intensités, ainsi que les distributions des vitesses dans un tel faisceau de molécules. On verra enfin comment il est possible d'améliorer ce système classique.

A - Etude théorique des jets moléculaires classiques

1° - Distribution des vitesses dans la source.

C'est la loi de distribution des vitesses des molécules dans un volume de gaz pur, en équilibre thermique, par exemple dans la chambre 1. La connaissance de cette loi est basée sur deux hypothèses fondamentales qui définissent ce gaz à l'état de "chaos moléculaire" :

a) - Les mouvements et les chocs moléculaires ne modifient pas la densité du gaz qui reste en moyenne uniforme au cours du temps (n_1 molécules par cm^3).

b) - Dans chaque élément de volume, les molécules ont des vitesses dont les directions sont réparties uniformément dans tous les sens (isotropie, symétrie sphérique) et dont les grandeurs sont données par une loi indépendante de la position de l'élément choisi.

Pour trouver la loi de distribution basée sur ces hypothèses, MAXWELL a considéré un espace symbolique en faisant abstraction des positions des molécules dans l'espace réel, et en portant, à partir d'une origine conventionnelle o , les vecteurs vitesses $\vec{c}$ pour chaque molécule. Le problème revient alors à déterminer les densités des points représentant ainsi les extrémités des vecteurs $\vec{c}$, dans l'espace des vitesses, soit (o, u, v, w) en coordonnées cartésiennes. On peut raisonner sur l'unité du volume de la source contenant n_1 molécules.

Soit :

$$dn_{1,d\vec{c}} = n_1 f(\vec{c}) d\vec{c} = n_1 f(u,v,w) du dv dw \quad (42)$$

le nombre de ces points de vitesse contenus dans l'élément de volume $d\vec{c} = du.dv.dw$. La fonction de distribution $f(\vec{c})$ est telle que $f(\vec{c})d\vec{c}$ représente la probabilité pour qu'une molécule ait l'extrémité de son vecteur vitesse dans l'élément $d\vec{c}$, $n_1 f(\vec{c})$ étant alors la densité des points de vitesse dans l'espace symbolique. Au contraire, $dn_{1,d\vec{c}}$ représente dans l'espace réel, la densité numérique des molécules dont le vecteur vitesse a son extrémité dans le volume élémentaire $d\vec{c}$.

Dans l'état d'équilibre thermique, la loi de distribution permanente obtenue par MAXWELL est :

$$dn_{1,d\vec{c}} = n_1 \left(\frac{m}{2\pi k T_1} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2k T_1}(u^2+v^2+w^2)} du dv dw \quad (43)$$

La densité numérique $dn_{1,dc}$ des molécules dont les vitesses sont comprises entre c et $c+dc$, abstraction faite de leur direction, s'obtient en prenant pour élément de volume tout l'espace $4\pi c^2 dc$ compris entre deux sphères concentriques, de rayons c et $c+dc$:

$$dn_{1,dc} = 4\pi n_1 \left(\frac{m}{2\pi k T_1} \right)^{3/2} e^{-\frac{mc^2}{2k T_1}} c^2 dc \quad (44)$$

On trouve ainsi la fonction $dn_{1,dc}/dc$ qui est en $c^2 e^{-c^2}$ et par conséquent d'un type bien connu. En écrivant :

$$\frac{d^2 n_{1,dc}}{dc^2} = 0$$

on obtient facilement l'expression de la vitesse la plus probable dans la source (chambre 1) :

$$\hat{c}_1 = \left(\frac{2k T_1}{m} \right)^{1/2} \quad (45)$$

2° - Distribution des vitesses dans un jet moléculaire classique

Considérons maintenant les molécules dont les vecteurs vitesses sont contenus dans un petit angle solide $d\omega$ et ont des longueurs comprises entre c et $c+dc$. Les extrémités de ces vecteurs se trouvant dans l'élément de volume $d\vec{C} = c^2 dc d\omega$, on a pour les molécules considérées :

$$dn_{1,dc,d\omega} = n_1 \left(\frac{m}{2\pi k T_1} \right)^{3/2} e^{-\frac{mc^2}{2k T_1}} c^2 dc d\omega \quad (46)$$

C'est la distribution qui doit être trouvée dans un jet moléculaire classique, à l'aide d'un détecteur sensible à la densité. Il n'en est plus ainsi lorsque le système utilisé permet de mesurer des flux. En effet, examinons parmi les molécules considérées, celles qui passent par seconde dans une ouverture d'aire A_1 , pratiquée dans une paroi perpendiculaire à l'axe moyen de l'angle solide élémentaire $d\omega$ (voir figure 35). Dans l'espace réel (chambre 1) elles sont contenues dans un cylindre de base A_1 et de hauteur c , et leur densité numérique est $dn_{1,dc,d\omega}$. On en déduit le flux total à travers A_1 :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{1,dc,d\omega} &= A_1 c dn_{1,dc,d\omega} \\ \dot{Q}_{1,dc,d\omega} &= A_1 n_1 \left(\frac{m}{2\pi k T_1} \right)^{3/2} e^{-\frac{mc^2}{2k T_1}} c^3 dc d\omega \end{aligned} \quad (47)$$

Pour arriver à ce résultat, nous avons fait implicitement deux hypothèses. D'une part, on a supposé que chaque molécule arrivant sur A_1 traversait ce diaphragme sans changement de direction, comme si l'ouverture était pratiquée dans une paroi infiniment mince. D'autre part, on a admis que les molécules restant dans la chambre 1, n'étaient pas affectées par cette effusion moléculaire. Cette condition est d'autant mieux réalisée que le libre parcours moyen λ_1 est plus grand par rapport

à la largeur W_1 de la fente, ou au diamètre D_1 de l'orifice circulaire.

Les résultats théoriques font ainsi apparaître une distribution en $\exp(-c^2/\hat{c}_1^2)$, comme dans la source, si l'on considère la densité dans le jet moléculaire. Par contre, cette loi prend une forme en $c^3 \exp(-c^2/\hat{c}_1^2)$ pour les flux de molécules à travers une section droite du faisceau.

3° - Vitesses caractéristiques

a) - Dans un volume de gaz en équilibre thermique (chambre 1)

- vitesse la plus probable :

$$\hat{c}_1 = \left(\frac{2k T_1}{m} \right)^{1/2} \quad (\text{voir } 45)$$

- vitesse moyenne :

$$\bar{c}_1 = \frac{1}{n_1} \int_0^\infty c \, dn_{1,c} = \left(\frac{8k T_1}{\pi m} \right)^{1/2} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \hat{c}_1 = 1,13 \hat{c}_1 \quad (48)$$

- vitesse quadratique moyenne :

$$c_1^2 = \bar{c}_1^2 = \frac{1}{n_1} \int_0^\infty c^2 \, dn_{1,c}$$

$$C_1 = \left(\frac{3k T_1}{m} \right)^{1/2} = \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{c}_1 = 1,22 \hat{c}_1 \quad (49)$$

On en déduit l'énergie cinétique moyenne dans la source :

$$\frac{1}{2} \overline{mc_1^2} = \frac{1}{2} m C_1^2 = \frac{3}{2} k T_1 \quad (50)$$

b) - Dans un jet moléculaire classique

A l'aide d'un détecteur sensible à la densité, on doit trouver les mêmes vitesses caractéristiques que dans la source. Par contre, celles-ci ont des valeurs un peu plus élevées lorsqu'on mesure les flux de molécules à travers une section droite du faisceau moléculaire. On peut le montrer en les calculant comme précédemment :

- La vitesse la plus probable s'obtient en écrivant :

$$\frac{d \dot{Q}_{1,dc,d\omega}}{dc} = 0$$

ce qui donne :

$$\hat{c}_1' = \left(\frac{3k T_1}{m} \right)^{1/2} = \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{c}_1 = 1,22 \hat{c}_1 = C_1 \quad (51)$$

- vitesse moyenne :

$$\bar{c}_1' = \frac{5}{4} \hat{c}_1 = 1,55 \hat{c}_1 \quad (52)$$

- vitesse quadratique moyenne :

$$C_1' = \sqrt{2} \hat{c}_1 = 1,414 \hat{c}_1 \quad (53)$$

On en déduit l'énergie cinétique moyenne dans le jet moléculaire :

$$\frac{1}{2} \overline{m C_1'^2} = \frac{1}{2} m C_1'^2 = 2 k T_1 \quad (54)$$

au lieu de $(3/2) k T_1$ dans la source (50).

4° - Intensité d'un jet moléculaire classique

Soit un jet moléculaire sortant d'une ouverture A_1 et défini par un collimateur A_2 vu du premier diaphragme sous l'angle solide $d\omega$ considéré ci-dessus (figure 35). Le débit, ou intensité de ce jet, s'obtient immédiatement en intégrant pour les valeurs positives de c , l'expression de $\dot{Q}_{1,dc,d\omega}$ donnée par (47) :

$$I = \dot{Q}_2 = \dot{Q}_{1,d\omega} = A_1 n_1 \left(\frac{m}{2\pi k T_1} \right)^{3/2} \int_0^\infty e^{-\frac{mc^2}{2kT_1}} c^3 dc d\omega$$

comme $\int_0^\infty x^3 e^{-ax^2} dx = \frac{1}{2a^2}$

On a : $I = \dot{Q}_2 = A_1 n_1 \frac{d\omega}{\pi} \left(\frac{kT_1}{2\pi m} \right)^{1/2}$

ou encore :

$$I = \dot{Q}_2 = n_1 \bar{c}_1 A_1 \frac{d\omega}{4\pi} = n_1 \bar{c}_1 A_1 \frac{A_2}{4\pi l^2} \text{ mol.s}^{-1} \quad (55)$$

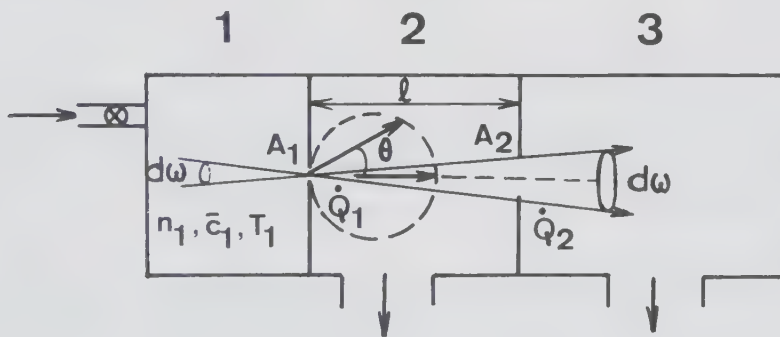


Figure 35 - Formation d'un jet moléculaire classique

A_2 étant l'aire du collimateur et l la distance le séparant de A_1 . On a ainsi une relation donnant l'intensité du jet moléculaire sur l'axe de l'appareil. D'après le raisonnement précédent, il est évident que, pour un petit angle solide $d\omega$ incliné d'un angle θ par rapport à la normale au diaphragme A_1 , le flux correspondant serait :

$$\dot{Q}_{1,\theta,d\omega} = n_1 \bar{c}_1 A_1 \cos \theta \frac{d\omega}{4\pi} \text{ mol.s}^{-1} \quad (56)$$

Cette "loi du cosinus" indique que les vecteurs flux dans la chambre 2 ont leur extrémité sur une sphère tangente à l'ouverture A_1 . Le flux total $\dot{Q}_1$ est obtenu immédiatement par intégration sur l'angle solide 2π :

$$\dot{Q}_1 = \frac{1}{4} n_1 \bar{c}_1 A_1 \text{ mol.s}^{-1} \quad (57)$$

Cela permet de donner une nouvelle forme de (55) où l'on peut faire entrer $\dot{Q}_1$:

$$I = \dot{Q}_2 = \dot{Q}_1 \frac{A_2}{\pi l^2} \text{ mol.s}^{-1} \quad (58)$$

Nous retrouverons d'une autre façon cette fraction $A_2/\pi l^2$ dans la théorie des jets moléculaires supersoniques.

Il est souvent intéressant dans la pratique d'avoir une expression de I en fonction des conditions de température (T_1) et de pression ($P_1 = n_1 k T_1$) dans la source (chambre 1), et de la masse moléculaire M du gaz. Ainsi, elle s'écrit :

$$I = \dot{Q}_2 = 1,11 \cdot 10^{22} \frac{P_1 A_1 A_2}{l^2 \sqrt{M T_1}} \text{ mol.s}^{-1} \quad (59)$$

si l'on exprime P_1 en torr, T_1 en °K, l , A_1 et A_2 en unités C.G.S.

Dans cette théorie, nous avons négligé une atténuation possible de l'intensité du jet moléculaire, due à l'existence de pressions résiduelles non nulles dans les chambres 2 et 3. Si la densité numérique des molécules résiduelles est n_i dans une chambre quelconque i , le libre parcours moyen correspondant a pour expression :

$$\lambda_i = \frac{1}{\sqrt{2} n_i Q_f} \quad (60)$$

Q_f étant la section efficace de collision des molécules. Lorsqu'un jet moléculaire pénètre dans cette chambre i avec une intensité I et la traverse suivant une longueur l_i , il en sort avec une intensité atténuée $I' < I$ qui est donnée par la loi générale de diffusion :

$$I' = I \exp(-n_i Q_f l_i) \quad (61)$$

En toute rigueur, le problème est moins simple car la section efficace Q_f dépend des vitesses des molécules (RAMSEY, 1963). On peut cependant avoir une assez bonne approximation en écrivant :

$$I' \approx I \exp(-l_i/\lambda_i) \quad (62)$$

qui est voisine d'une combinaison de (60) et (61). Plus généralement, lorsque le jet moléculaire traverse p chambres successives, on a :

$$I' \approx I \prod_{i=1}^{i=p} \exp(-l_i/\lambda_i) \quad (63)$$

Les faisceaux moléculaires étant le plus souvent très étroits, on peut admettre que toutes les molécules subissant une collision en sont éliminées.

B - Améliorations possibles dans la méthode des jets moléculaires classiques

Connaissant les lois qui régissent la formation du jet moléculaire, on peut choisir divers paramètres ou agir sur eux de façon à augmenter le plus possible son intensité. Nous verrons que l'on peut aussi améliorer cette technique en remplaçant le couple d'ouvertures A_1 et A_2 , par des faisceaux de tubes parallèles.

1° - Améliorations découlant de l'étude théorique faite ci-dessus

D'après la formule (59), on voit qu'il est possible d'augmenter l'intensité d'un jet moléculaire :

- en prenant λ_1 voisin de la largeur W_1 de la fente A_1 , c'est-à-dire le maximum tolérable pour la pression P_1 ,
- en élevant la température T_1 ; en effet on a : $P_1/\sqrt{T_1} = n_1 k \sqrt{T_1}$ et de plus on peut jouer simultanément sur la condition $\lambda_1 \approx W_1$ dans un sens favorable (c'est-à-dire augmenter P_1 ou n_1) puisque Q_f diminue quand T_1 augmente,
- en choisissant des molécules légères,
- en rendant négligeable le facteur d'atténuation :

$$\prod_{i=1}^{i=p} \exp(-l_i/\lambda_i),$$

- en augmentant la longueur de la fente A_1 jusqu'à atteindre la divergence tolérée pour le jet moléculaire.

L'influence de la largeur W_1 de la fente reste sans effet puisque simultanément le libre parcours moyen λ_1 doit varier linéairement dans le même sens, donc la densité n_1 en sens inverse.

Par contre, il est facile de voir que des ouvertures circulaires donnent des flux proportionnels à leur rayon R_1 . Mais une fente est supérieure d'environ 25 % à une série d'orifices circulaires la recouvrant. On peut encore prendre des systèmes à fentes multiples et parallèles pour augmenter I proportionnellement à leur nombre. Celui-ci varie comme l'inverse de leur largeur W_1 pour une même aire de surface effusive totale.

Des gains d'intensités compris entre 100 et 1 000 devraient en principe être obtenus à l'aide de ce système à fentes multiples. Mais cela ne semble pas avoir été réalisé expérimentalement, sans doute à cause des effets de diffusion au voisinage des fentes. Il faut ajouter que cette méthode exigerait des vitesses de pompage extrêmement grandes, ce que l'on peut éviter dans la technique utilisant des faisceaux de tubes parallèles. Nous allons la présenter rapidement car certaines expressions qui lui sont liées, sont très utiles pour le calcul de l'intensité d'un jet moléculaire, à partir de mesures faites avec un capteur de pression.

2° - Amélioration de la technique des jets moléculaires classiques en utilisant des faisceaux de tubes parallèles

Les molécules pénétrant dans un tube de longueur appréciable en sortent plus difficilement si leur vecteur vitesse $\vec{c}$ est dirigé sur la paroi du tube. Ainsi la distribution angulaire des vecteurs flux n'est plus selon la loi du cosinus (56). D'après CLAUSING, le calcul donne une distribution représentée sur la figure 36, dans le cas d'une ouverture cylindrique de longueur L_1 égale à son diamètre $2R_1$. Il en résulte une diminution du flux total sans diminution du flux axial, pourvu que le libre parcours moyen λ_1 soit au moins égal à L_1 . Cela permet d'améliorer le rapport entre le débit du jet moléculaire et celui du gaz consommé et par suite de réduire les vitesses de pompage.

La diminution du taux d'effusion en fonction de L_1/R_1 peut s'exprimer par l'intermédiaire d'un facteur K , dit facteur de CLAUSING, qui est tel que l'équation (57) devienne :

$$\dot{Q}_1' = K \left(\frac{1}{4} n_1 \bar{c}_1 A_1 \right) \quad \text{avec : } A_1 = \pi R_1^2 \quad (64)$$

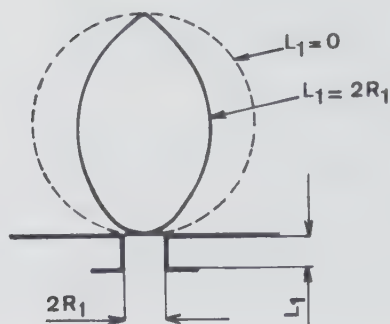


Figure 36 - Distribution angulaire des flux de molécules à travers un tube de longueur L_1 égale à son diamètre $2R_1$ (d'après CLAUSING)

a) - Pour une ouverture A_1 de longueur nulle ($L_1 = 0$) on a : $K = 1$ ou $\dot{Q}_1' = \dot{Q}_1$ et cela quelle que soit la forme de A_1 .

b) - Pour un cylindre tel que $L_1 \gg R_1$, le facteur K est donné par le rapport des conductances d'un long cylindre et d'un orifice sans épaisseur de même diamètre :

$$K = \frac{\frac{2}{3} (\pi R_1^3 / L_1) \bar{c}_1}{\frac{1}{4} \pi R_1^2 \bar{c}_1} = \frac{8 R_1}{3 L_1} \quad (65)$$

c) - Pour de faibles valeurs de L_1/R_1 où l'expression précédente n'est plus valable, DUSHMAN a utilisé un facteur approximatif :

$$K' = 1 / \left(1 + \frac{3}{8} \frac{L_1}{R_1} \right) \quad (66)$$

Enfin CLAUSING a donné en fonction de L_1/R_1 un nombre sans dimensions K beaucoup plus exact que K' . Ces facteurs K et K' peuvent être trouvés dans le livre de DUSHMAN (1962, p. 94) pour $0 < L_1/R_1 < 1000$.

La production de jets moléculaires à l'aide de tubes, a été d'abord réalisée au laboratoire de STERN par ESTERMAN et al. (1931). Par contre, ZACHARIAS (1954) semble avoir été le premier à employer des faisceaux de tubes parallèles. Ensuite, GORDON et al. (1955) ont appliqué cette technique au maser à ammoniac, tandis que MINTEN et OSBERGHAUS (1958) ont obtenu pour N_2 et H_2 des jets moléculaires de $10^{15} \text{ mol.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ avec une grande économie sur les vitesses de pompage.

Il apparaît que l'intensité du jet moléculaire sur l'axe varie comme la racine carrée du flux total. Ce problème a été étudié théoriquement par GIORDMAINE et WANG (1960) et par HANES (1960).

C - Conclusions sur les jets moléculaires classiques

D'autres renseignements sur la production de ces rayons atomiques ou moléculaires, peuvent être trouvés dans les livres de SMITH (1955), RAMSEY (1963), ou dans des articles généraux tels que ceux de ESTERMAN (1946), MAIRE (1961), ANDERSON et al. (1965a)...

Cette méthode, qui a donné une vérification expérimentale de la loi de distribution des vitesses de MAXWELL, qui a conduit aux expériences de STERN et GERLACH et à celles de RABI, a largement contribué au progrès de la physique moderne. Cependant, elle a découragé de nombreux chercheurs à cause des faibles densités obtenues dans ces faisceaux moléculaires et des difficultés de détection pouvant en résulter.

Parmi les améliorations possibles, l'utilisation de jets supersoniques reste la seule réellement prise en considération. Nous allons montrer, par la théorie et l'expérience, comment il est possible d'augmenter ainsi, par rapport au système classique, d'une part les densités, d'autre part les énergies des molécules de ce "gaz monodimensionnel" se "propageant" sans collisions et "optiquement dans le vide".

II - THEORIE DES JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES

A la suite de travaux théoriques, KANTROWITZ et GREY (1951) proposèrent d'améliorer la technique des jets moléculaires en remplaçant l'effusion classique par le mouvement ordonné d'un jet de LAVAL. Cette méthode consiste à extraire à l'aide d'un écorceur et transférer dans un vide approprié, la partie axiale d'un jet supersonique.

La figure 37 représente le schéma du nouveau dispositif qu'il est intéressant de comparer au système classique précédent, en considérant l'écorceur comme le premier diaphragme de définition du jet moléculaire. Dans une source effusive conventionnelle le gaz de la chambre 1, considéré dans son ensemble, est au repos par rapport à la première ouverture A_1 , au niveau de laquelle les vitesses des molécules ont une distribution maxwellienne. Au contraire, dans un générateur du type KANTROWITZ-GREY (1951), la source de gaz se déplace par rapport à l'écorceur avec une vitesse hydrodynamique U_E très grande par rapport aux vitesses thermiques, ce qui rend les molécules presque monocinétiques. Ces différences importantes sont

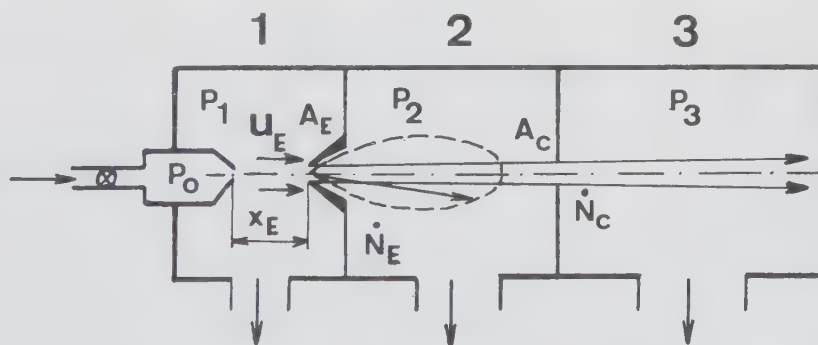


Figure 37 - Schéma d'un générateur de jets moléculaires supersoniques

à la base même de l'amélioration de la technique, comme on va le montrer d'abord par la théorie et ensuite par l'expérience.

Les résultats théoriques, dûs initialement à KANTROWITZ et GREY (1951), sont valables avec les hypothèses suivantes :

a) - L'écoulement du jet supersonique sur l'axe de la tuyère, est isentropique jusqu'à l'orifice de l'écorceur et peut être traité par la dynamique des gaz en régime continu (chapitre 1).

b) - Le tube de courant axial qui est extrait par l'écorceur, ne subit aucune perturbation résultant de la présence de ce diaphragme.

c) - Les collisions entre molécules, pouvant se produire en aval de l'écorceur, sont négligées ; on suppose ainsi que le régime devient brusquement moléculaire à l'orifice d'extraction et que la diffusion due aux molécules résiduelles est très faible dans les chambres 2 et 3.

Dans ces conditions idéales, il est relativement facile de calculer, pour l'intensité du jet moléculaire, le gain que cette nouvelle méthode pourrait donner par rapport au procédé classique. Comme on l'a présenté pour une source effusive et comme l'ont fait ANDERSON et FENN (1965a) pour les jets supersoniques, on pourrait procéder par intégration à partir de la loi de distribution des vitesses qui sera donnée à la fin de ce chapitre. Mais il nous a semblé plus intéressant d'aller par étapes afin de pouvoir comparer dans chaque chambre les deux types de jets moléculaires. C'est aussi de cette façon que nous avons conduit généralement nos expériences faites d'abord par simple et ensuite double extraction.

A - Gain G_1 dans l'écoulement à travers le premier diaphragme

Pour trouver l'expression du flux total à travers l'écorceur, on a déjà vu (chapitre 5) que l'on peut négliger la vitesse thermique u' suivant l'axe du jet, par rapport à la vitesse hydrodynamique U_E . Cela nous a conduit à une approximation très suffisante (34) que nous rappelons :

$$(\dot{N}_E)_{is} = n_0 \left(\frac{\gamma k T_0}{m} \right)^{1/2} A_E \frac{m_E}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} m_E^2 \right]^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}} \text{ mol.s}^{-1}$$

Dans les mêmes conditions de densité numérique ($n_1 = n_E$) et pour un même gaz pris dans la chambre 1 à une température égale à la température génératrice ($T_1 = T_0$), l'effusion moléculaire produirait à travers A_1 le flux total (57) :

$$\dot{Q}_1 = \frac{1}{4} n_1 \bar{c}_1 A_1 = \frac{1}{4} n_E \bar{c}_0 A_E \text{ mol.s}^{-1}$$

$$\bar{c}_0 \text{ étant donné par (45) : } \bar{c}_0 = \left(\frac{8kT_0}{\pi m} \right)^{1/2}$$

Ainsi, dans l'écoulement à travers la première ouverture, le remplacement d'une source effusive par une source supersonique, augmente le flux d'un facteur :

$$G_1 = \frac{(\dot{N}_E)_{is}}{\dot{Q}_1} = \left(\frac{\pi \gamma}{2} \right)^{1/2} \frac{2 m_E}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} m_E^2 \right]^{1/2}} \quad (67)$$

Cette formule obtenue en combinant une très bonne approximation (34) et une relation rigoureuse (57) est très largement suffisante.

Quand m_E devient infini, ce premier gain G_1 tend vers une limite qui est par exemple 6,64 dans le cas où $\gamma = 1,4$. Cette valeur n'est pas très élevée surtout si on la compare à un deuxième gain G_2 que nous allons examiner ci-dessous.

B - Gain G_2 dans l'écoulement à travers le deuxième diaphragme (gain de précolli-mation)

La distribution angulaire des vecteurs flux, donnée dans la deuxième chambre

par un jet supersonique, n'est plus suivant une sphère tangente à l'ouverture A_1 , c'est-à-dire suivant la loi du cosinus (56). Ces vecteurs flux ont au contraire leur extrémité sur un ellipsoïde d'autant plus allongé sur l'axe que le nombre de Mach m_E est plus grand (voir figure 37). Cet effet de focalisation résulte de la valeur élevée de la vitesse hydrodynamique U_E par rapport aux vitesses thermiques. Ainsi apparaît, dans le passage des molécules à travers le collimateur, un gain G_2 , dit gain de précollimation, que nous allons calculer. Pour cela, on peut comparer le rapport $\dot{N}_C/\dot{N}_E$ des flux à travers le collimateur et l'écorceur respectivement, au rapport $\dot{Q}_2/\dot{Q}_1$ déjà considéré pour un jet classique (58). Bien que nous ayons déjà une expression de $\dot{Q}_2/\dot{Q}_1$, nous allons la retrouver à l'aide d'une autre méthode qui nous permettra d'en déduire facilement $\dot{N}_C/\dot{N}_E$.

1° - Expression du rapport $\dot{Q}_2/\dot{Q}_1$ défini pour une source effusive classique

Considérons dans la chambre 1 (figure 35) où la densité numérique totale est n_1 , les molécules dont les vecteurs vitesses ont leur extrémité dans un élément de volume $d\vec{c}$ de l'espace symbolique. La densité numérique différentielle de ces molécules est donnée par (43) :

$$dn_{1,d\vec{c}} = n_1 \left(\frac{m}{2\pi kT_1} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2kT_1}(u^2+v^2+w^2)} du dv dw$$

Parmi ces molécules, celles qui traversent par seconde l'ouverture A_1 sont contenues dans un cylindre de base A_1 et de génératrice $\vec{c}$ (voir figure 38).

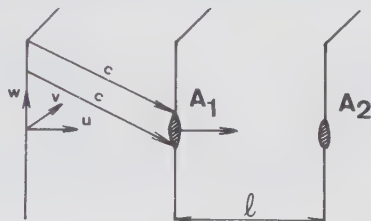


Figure 38

Le flux correspondant peut ainsi s'exprimer :

$$\dot{Q}_{1,d\vec{c}} = \vec{A}_1 \cdot \vec{c} dn_{1,d\vec{c}} \text{ mol.s}^{-1}$$

$\vec{A}_1$ étant un vecteur normal et égal à A_1 , orienté comme l'axe $\overrightarrow{A_1A_2}$ de l'appareil. Les vecteurs vitesses considérés ont même projection sur cet axe. En choisissant le trièdre (o,u,v,w) de façon que l'axe des u ait même support et même orientation que $\overrightarrow{A_1A_2}$, cette projection devient la composante de $\vec{c}$ suivant ou. On a alors :

$$\dot{Q}_{1,d\vec{c}} = A_1 u dn_{1,d\vec{c}} \text{ mol.s}^{-1}$$

En prenant maintenant tous les vecteurs vitesses ayant une composante u dans l'intervalle (u, u+du) et des valeurs quelconques pour v et w, le flux à travers A_1 devient :

$$\dot{Q}_{1,du} = A_1 u \int \int_{v,w=-\infty}^{v,w=+\infty} dn_{1,d\vec{c}} \text{ mol.s}^{-1}$$

$$\dot{Q}_{1,du} = A_1 u n_1 \left(\frac{m}{2\pi kT_1} \right)^{1/2} e^{-\frac{m u^2}{2kT_1}} du \text{ mol.s}^{-1} \quad (68)$$

Le flux total $\dot{Q}_1$ à travers le premier diaphragme s'obtient en intégrant pour toutes les valeurs positives de u . On a donc :

$$\frac{\dot{Q}_{1,du}}{\dot{Q}_1} = \frac{u e^{-\frac{m u^2}{2kT_1}} du}{\int_0^\infty u e^{-\frac{m u^2}{2kT_1}} du} \quad (69)$$

Parmi les molécules sortant de A_1 avec une composante u dans un intervalle $(u, u+du)$, la fraction atteignant un collimateur A_2 , par exemple une fente, est donnée par le rapport :

$$\frac{\dot{Q}_{2,du}}{\dot{Q}_{1,du}} = \frac{\int_{v_1}^{v_2} e^{-\frac{m v^2}{2kT_1}} dv \int_{w_1}^{w_2} e^{-\frac{m w^2}{2kT_1}} dw}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m v^2}{2kT_1}} dv \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m w^2}{2kT_1}} dw}$$

les limites v_1 , v_2 , w_1 et w_2 dépendant des dimensions géométriques de A_2 , de sa distance l à A_1 et de la valeur de la composante u . Si le collimateur a des dimensions qui sont petites devant l , on a :

$$\exp \left[-\frac{m v^2}{2kT_1} \right] \sim \exp \left[-\frac{m w^2}{2kT_1} \right] \sim 1$$

dans les intervalles (v_1, v_2) et (w_1, w_2) .

Ainsi on a :

$$\frac{\dot{Q}_{2,du}}{\dot{Q}_{1,du}} = \frac{(v_2 - v_1)(w_2 - w_1)}{\frac{2\pi kT_1}{m}} = \frac{m u^2}{2kT_1} \frac{A_2}{\pi l^2} \quad (70)$$

A_2 étant l'aire du collimateur.

Les deux rapports (69) et (70) permettent de calculer la fraction du flux total à travers A_1 qui peut ensuite franchir le collimateur A_2 , avec une composante u dans l'intervalle $(u, u+du)$. En effet :

$$\begin{aligned} \frac{\dot{Q}_{2,du}}{\dot{Q}_1} &= \frac{\dot{Q}_{2,du}}{\dot{Q}_{1,du}} \cdot \frac{\dot{Q}_{1,du}}{\dot{Q}_1} \\ \frac{\dot{Q}_{2,du}}{\dot{Q}_1} &= \frac{m u^2}{2kT_1} \cdot \frac{A_2}{\pi l^2} \frac{u e^{-\frac{m u^2}{2kT_1}} du}{\int_0^\infty u e^{-\frac{m u^2}{2kT_1}} du} \end{aligned} \quad (71)$$

En intégrant pour les valeurs positives de u , on en déduit l'expression du rapport cherché :

$$\frac{\dot{Q}_2}{\dot{Q}_1} = \frac{\int_0^{+\infty} \frac{m u^2}{2kT_1} \cdot \frac{A_2}{\pi l^2} u e^{-\frac{m u^2}{2kT_1}} du}{\int_0^{+\infty} u e^{-\frac{m u^2}{2kT_1}} du} = \frac{A_2}{\pi l^2} \quad (72)$$

Nous retrouvons donc le même résultat que précédemment (58). Le principal intérêt de ce calcul est de faciliter celui qui va suivre.

2° - Expression du rapport $\dot{N}_C/\dot{N}_E$ défini pour un générateur de jets moléculaires supersoniques

Le raisonnement que nous venons de faire n'est plus valable si le gaz a une vitesse hydrodynamique U_E à l'entrée de l'écorceur. On peut alors supposer avec KANTROWITZ et GREY (1951) que toutes les molécules suivent ce mouvement d'ensemble. Cette hypothèse n'est acceptable que si le nombre de Mach M_E est suffisamment grand pour que la vitesse thermique ait une composante u' suivant l'axe, qui soit négligeable devant U_E . Avec un tel jet monocinétique, la fraction du flux total à travers l'écorceur, qui peut atteindre le collimateur, est donnée par (70) :

$$\begin{aligned} \frac{\dot{N}_C}{\dot{N}_E} &= \frac{m U_E^2}{2kT_E} \cdot \frac{A_C}{\pi l^2} \\ \frac{\dot{N}_C}{\dot{N}_E} &= \frac{\gamma}{2} \frac{U_E^2}{a_E^2} \cdot \frac{A_C}{\pi l^2} = \frac{\gamma}{2} M_E^2 \frac{A_C}{\pi l^2} \end{aligned} \quad (73)$$

3° - Expression du gain de précollimation G_2

En comparant les expressions (72) et (73), on voit immédiatement que le gain de précollimation est $(\gamma/2) M_E^2$. Il est donc proportionnel au carré du nombre de Mach à l'entrée de l'écorceur.

Une analyse mathématique rigoureuse, faite sans négliger u' devant U_E , a conduit PARKER et al. (1960), qui n'ont publié que les résultats de leurs calculs, à des conclusions sensiblement identiques pour $M_E > 3$. Des analyses équivalentes ont été données plus tard par ANDERSON et al. (1965a) et par FRENCH (1966).

On a vu que l'expression (67) trouvée pour G_1 était suffisamment précise pour être retenue. Par contre, la solution exacte montre qu'il est préférable d'écire G_2 sous une forme simplifiée qui est voisine de celle obtenue ci-dessus :

$$G_2 = \frac{\gamma}{2} M_E^2 + \frac{3}{2} \quad (74)$$

C - Gain G et intensité I du jet moléculaire supersonique

D'après ce qui précède, le gain total est :

$$G = G_1 \cdot G_2 = \left(\frac{\pi \gamma}{2} \right)^{1/2} \frac{M_E (\gamma M_E^2 + 3)}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_E^2 \right]^{1/2}} \quad (75)$$

Le tableau III donne les valeurs numériques de G calculées pour divers nombres de Mach dans le cas où $\gamma = 1,4$.

Tableau III

M_E	3	4	5	6	7	10	15	20	50
G	42	74	116	168	229	469	1057	1880	11762

On pourrait donner une expression théorique de l'intensité du jet moléculaire supersonique à partir de celle du jet moléculaire classique auquel nous l'avons comparé. Mais il est beaucoup plus utile d'exprimer cette intensité en fonction des conditions génératrices. Pour cela il suffit d'écrire :

$$I = \dot{N}_C = (\dot{N}_E)_{is} \cdot \frac{A_C}{\pi l^2} \cdot G_2 \text{ mol.s}^{-1}$$

$$I = \dot{N}_C = n_o \left(\frac{\gamma k T_o}{m} \right)^{1/2} \cdot \frac{A_E A_C}{2\pi l^2} \cdot \frac{M_E (\gamma M_E^2 + 3)}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_E^2 \right]^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}} \text{ mol.s}^{-1} \quad (76)$$

On a ainsi le flux théorique total à travers le collimateur. On exprime parfois cette intensité en mol.s^{-1} par unité de surface du collimateur ou encore du détecteur. Mais il est préférable d'avoir une unité indépendante de la grandeur et de la position du collimateur ou du détecteur. Pour cela, il suffit de diviser (76) par A_C/l^2 , ce qui donne un flux en mol.s^{-1} par stéradian :

$$I = n_o \left(\frac{\gamma k T_o}{m} \right)^{1/2} \cdot \frac{A_E}{2\pi} \cdot \frac{M_E (\gamma M_E^2 + 3)}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_E^2 \right]^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}} \text{ mol.s}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1} \quad (77)$$

Approximation valable pour les grandes valeurs de M_E

Pour un nombre de Mach assez grand ($M_E > 10$) et une température T_o constante, on a sensiblement :

$$I \sim \frac{n_o M_E^3}{M_E^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}} \sim \frac{P_o M_E^3}{M_E^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}}$$

De plus, on peut négliger dans l'expression (25) de M_E , le deuxième terme devant le premier, d'où :

$$M_E \approx A'' \left(\frac{x_E}{D^*} \right)^{\gamma-1}$$

Ainsi on obtient :

$$I \sim P_o \left(\frac{x_E}{D^*} \right)^{2(\gamma-2)} \quad (78)$$

L'exposant $2(\gamma-2)$ a pour valeur $-2/3$, $-6/5$ et $-10/7$, pour $\gamma = 5/3$, $7/5$ et $9/7$ respectivement. On en déduit que la forme générale des courbes théoriques $I=f(x_E/D^*)$ n'est pas très éloignée, surtout pour $\gamma = 7/5$, de celle de $I = P_0(x_E/D^*)^{-1}$.

D - Distribution des vitesses dans un jet moléculaire supersonique

Dans un système de référence fixe par rapport à l'appareil, la vitesse $\vec{c}$ d'une molécule est la résultante de la vitesse hydrodynamique $\vec{U}_E$ et de sa vitesse thermique $\vec{c}'$ dans un système mobile suivant le mouvement d'ensemble $\vec{U}_E$. Ainsi :

$$\vec{c} = \vec{U}_E + \vec{c}'$$

On peut admettre que la distribution des vitesses est maxwellienne dans le système mobile (isotropie). On la confond ainsi avec celle existant dans une source en équilibre thermique à la température T_E :

$$dn_{E,d\vec{c}} = n_E \left(\frac{m}{2\pi kT_E} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2kT_E}(\vec{c}-\vec{U}_E)^2} d\vec{c},$$

En orientant comme précédemment l'axe des u de l'espace des vitesses suivant $\vec{U}_E$ et en remarquant que $d\vec{c}' = d\vec{c} = du.dv.dw$, on peut écrire :

$$dn_{E,d\vec{c}} = n_E \left(\frac{m}{2\pi kT_E} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2kT_E} \left\{ (u-U_E)^2 + v^2 + w^2 \right\}} d\vec{c} \quad (79)$$

u , v et w étant les composantes de la vitesse totale $\vec{c}$.

Considérons la distribution des vitesses qui serait "vue" par un détecteur sensible au flux des molécules à travers une section droite du jet moléculaire. On peut la trouver théoriquement en procédant comme pour obtenir (68). Ainsi, pour les molécules dont le vecteur vitesse a son extrémité dans un volume élémentaire $d\vec{c}$, on a un flux total à travers l'écorceur :

$$\dot{N}_{E,d\vec{c}} = \vec{A}_E \cdot \vec{c} \quad dn_{E,d\vec{c}} \quad \text{mol.s}^{-1}$$

$$\dot{N}_{E,d\vec{c}} = A_E u \quad dn_{E,d\vec{c}} \quad \text{mol.s}^{-1}$$

$\vec{A}_E$ étant défini comme $\vec{A}_1$, c'est-à-dire comme un vecteur normal et égal à A_E et orienté comme l'axe $\vec{A}_E \vec{A}_C$ de l'appareil. En considérant maintenant tous les vecteurs vitesses ayant une composante u dans un intervalle $(u, u+du)$ et des valeurs quelconques de v et w , le flux total devient :

$$\begin{aligned} \dot{N}_{E,du} &= A_E u \iint_{v,w=-\infty}^{v,w=+\infty} dn_{E,d\vec{c}} \quad \text{mol.s}^{-1} \\ \dot{N}_{E,du} &= A_E u n_E \left(\frac{m}{2\pi kT_E} \right)^{1/2} e^{-\frac{m}{2kT_E}(u-U_E)^2} du \quad \text{mol.s}^{-1} \end{aligned} \quad (80)$$

La fraction de ce flux qui peut ensuite traverser le collimateur est donnée par (70) qui s'écrit ici :

$$\frac{\dot{N}_{C,du}}{\dot{N}_{E,du}} = \frac{m}{2kT_E} \frac{u^2}{\pi} \cdot \frac{A_C}{1^2}$$

Ainsi, pour les molécules dont la composante u appartient à l'intervalle $(u, u+du)$, le jet moléculaire a une intensité différentielle :

$$dI = \dot{N}_{C,du} = \frac{A_E A_C}{1^2} n_E \left(\frac{m}{2\pi kT_E} \right)^{3/2} u^3 e^{-\frac{m}{2kT_E}(u-U_E)^2} du \text{ mol.s}^{-1} \quad (81)$$

Il apparaît donc une distribution des vitesses en u^3 lorsque l'on considère les flux de molécules à travers une section droite du faisceau moléculaire. On en déduit qu'elle doit être trouvée en u^2 en prenant un détecteur sensible à la densité des molécules.

La relation (81) peut aussi s'écrire en fonction de γ et de M_E . En effet :

$$U_E^2 = \frac{\gamma kT_E}{m} \quad M_E^2 = \frac{2kT_E}{m} \cdot \frac{\gamma M_E^2}{2}$$

ce qui donne immédiatement :

$$dI = \dot{N}_{C,du} = \frac{A_E A_C}{\pi^{3/2} 1^2} n_E \left(\frac{\gamma M_E^2}{2} \right)^{3/2} \left(\frac{u}{U_E} \right)^3 e^{-\frac{\gamma M_E^2}{2} \left(\frac{u}{U_E} - 1 \right)^2} du \text{ mol.s}^{-1} \quad (82)$$

La figure 39 publiée par SCOTT et DREWRY (1963) montre pour $\gamma = 1,4$ l'effet du nombre de Mach M_E sur ces distributions de vitesses. On peut les comparer à celle du jet classique ($M_E = 0$) et voir qu'une augmentation de M_E déplace le maximum vers les grandes vitesses, tout en rendant les molécules de plus en plus monocinétiques. Ainsi, tout en restant en régime moléculaire, on peut avoir des densités plus élevées qu'avec une source effusive conventionnelle. De plus, la fraction de flux total, correspondant à un intervalle d'énergie donnée, augmente considérablement avec le nombre de Mach. D'après ANDERSON et al. (1965a), pour un intervalle s'étendant sur 5 % de la vitesse moyenne, cette fraction est de 11 %, 47 % et 80 % pour $M_E = 0, 10$ et 20, respectivement. Il en résulte qu'un sélecteur de vitesses est beaucoup plus transparent à un jet supersonique qu'à un jet classique.

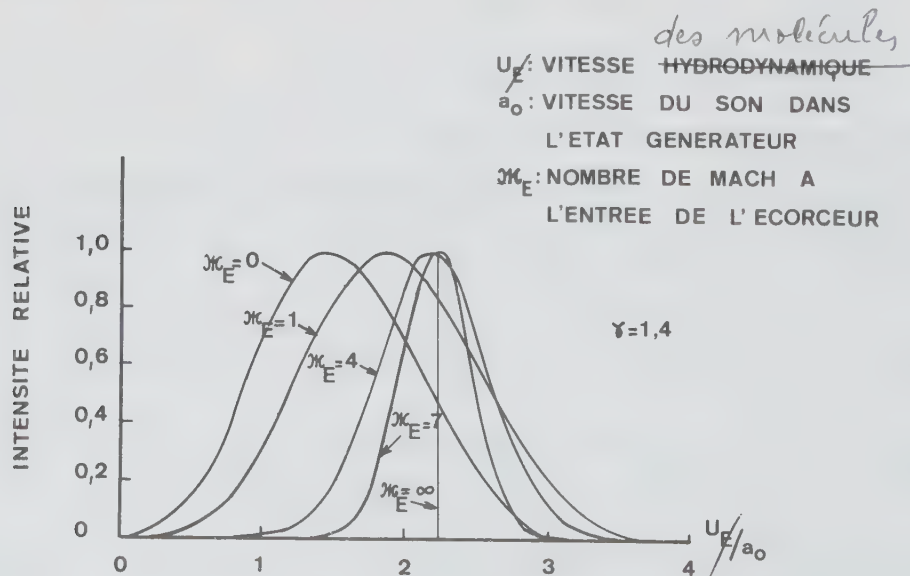


Figure 39 - Distributions des vitesses dans un jet moléculaire supersonique
 (Courbes théoriques publiées par SCOTT et DREWRY (1963).

En négligeant sur la probabilité de passage à travers l'écorceur, l'influence de la vitesse thermique u' suivant l'axe, devant celle de U_E , KANTROWITZ et GREY (1951) ont pris :

$$\exp \left\{ -m(u-U_E)^2/2kT_E \right\}$$

pour exprimer la distribution des vitesses. La valeur la plus probable qui en découle, soit $u_{\max} = U_E$, est légèrement inférieure à celle que l'on trouve en écrivant à partir de (82) :

$$\frac{d^2 I}{d u^2} = 0$$

et qui a pour expression :

$$u_{\max} = \frac{U_E}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{12}{\gamma \mathcal{M}_E^2}} \right\} \quad (83)$$

Pour $\mathcal{M}_E = 4$ et pour $\gamma = 5/3$ ou $7/5$, on obtient ainsi une valeur dépassant U_E d'environ 10 %. On peut aussi exprimer $u_{\max}$ en fonction de la vitesse réduite :

$$\hat{S}_E = \frac{U_E}{\left(\frac{2kT_E}{m} \right)^{1/2}} = \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \mathcal{M}_E$$

ce qui conduit à :

$$u_{\max} = \frac{U_E}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{6}{\hat{S}_E^2}} \right\} \quad (84)$$

Remarque : Nous avons vérifié qu'en intégrant l'équation (81) pour toutes les valeurs positives de u , on peut retrouver l'intensité totale du jet moléculaire. Après un calcul assez long et une simplification possible pour $\mathcal{M}_E > 3$, on trouve en effet la relation :

$$I = \frac{A_E A_C}{2 \pi l^2} n_E U_E (\gamma \mathcal{M}_E^2 + 3) \quad (85)$$

Celle-ci devient identique à (76) si l'on remplace n_E et U_E par leur expression (31) et (33) respectivement, en fonction de $\mathcal{M}_E$ et des conditions génératrices.

Chapitre 9

CONDITIONS EXPERIMENTALES DE PRODUCTION DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES

I - VALIDITE DES HYPOTHESES DE KANTROWITZ ET GREY (1951)

Les conditions réelles s'écartent parfois beaucoup de celles qui ont été définies dans la théorie des jets moléculaires supersoniques, au chapitre précédent.

A - Ecart par rapport à l'écoulement isentropique

Les lois de l'écoulement isentropique ont été appliquées jusqu'à l'orifice de l'écorceur. Dans des conditions idéales, on pourrait combiner les expressions théoriques ainsi obtenues, avec les résultats concernant le jet libre (chapitre 3). Or, nous avons déjà signalé plusieurs perturbations susceptibles de se produire pendant la détente du gaz : effets de viscosité au col de la tuyère, condensation dans le jet, "gel" des degrés de liberté des molécules. Ainsi, les résultats théoriques deviennent parfois inapplicables ou ne peuvent l'être qu'en utilisant certains coefficients de correction (C_d par exemple). En général, nous avons essayé d'éviter la condensation en nous rapportant à des études faites dans d'autres laboratoires. Enfin, nos résultats concernant les phénomènes de "gel" (CAMPARGUE 1966b) seront présentés au chapitre 16.

B - Perturbations dues au passage en régime intermédiaire

KANTROWITZ et GREY (1951) ont supposé que le processus d'extraction axiale permettait au jet de passer brusquement du régime continu (aérodynamique) au régime moléculaire à l'orifice de l'écorceur. Il n'est cependant pas possible d'éviter le passage en régime intermédiaire. Les auteurs ont négligé ainsi tout aussi bien les phénomènes de "gel" en amont de l'écorceur que les collisions possibles en aval, c'est-à-dire l'autodiffusion dans le tube de courant extrait par ce diaphragme.

C - Interactions entre le jet libre et l'écorceur

Les perturbations les plus importantes, négligées dans la théorie des jets moléculaires supersoniques, sont généralement attribuées à la présence de l'écorceur. Elles sont liées à la géométrie de ce diaphragme dont la réalisation est un problème très délicat.

En supposant comme KANTROWITZ et GREY (1951) que le régime devient brusquement moléculaire à l'orifice d'extraction, la fraction de molécules heurtant la paroi interne du cône est négligeable si le demi-angle intérieur θ_i est tel que :

$$\theta_i = \frac{1}{2} \alpha_{int} > \arcsin \frac{\bar{c}_E}{U_E} \quad \text{avec} \quad \bar{c}_E = \left(\frac{8kT_E}{\pi m} \right)^{1/2}$$

$$U_E = \mathcal{M}_E a_E = \mathcal{M}_E \left(\frac{\gamma k T_E}{m} \right)^{1/2}$$

ou

$$\theta_i = \frac{1}{2} \alpha_{int} > \arcsin \frac{2}{\mathcal{M}_E} \left(\frac{2}{\pi \gamma} \right)^{1/2} = (\theta_i)_{min} \quad (86)$$

Si cette condition n'est pas respectée, les molécules d'abord réfléchies par la surface intérieure du cône et ensuite évacuées trop lentement, peuvent atténuer le jet par diffusion. Un angle trop faible pourrait même rendre l'écorceur semblable à un "corps à nez arrondi" et par suite provoquer la formation d'un choc détaché en amont de son orifice.

Il existe aussi pour α_{int} une limite supérieure imposée par celle de α_{ext} . Nous savons en effet (chapitre 4) que l'angle extérieur du cône ne peut dépasser une valeur limite $(\alpha_{ext})_{max}$ dépendant aussi de $\mathcal{M}_E$ et pour laquelle le détachement du choc se produit.

Dans le cas d'un écorceur en forme de dièdre et pour $\gamma = 7/5$, KANTROWITZ et GREY (1951) ont montré que les deux conditions relatives aux valeurs limites de α_{int} et α_{ext} ne sont compatibles que si l'on a $\mathcal{M}_E > 2,6$. Nous avons déjà donné (figure 11) pour le cône et le dièdre et pour les valeurs 5/3, 7/5, 8/6 et 9/7 de γ , les variations de $(\theta_e)_{max} = \frac{1}{2} (\alpha_{ext})_{max}$ en fonction de $\mathcal{M}_E$. Elles sont reproduites sur la figure 40 où l'on peut trouver les valeurs correspondantes de $(\theta_i)_{min} = \frac{1}{2} (\alpha_{int})_{min}$ qui ont été calculées. D'après ces courbes, les deux conditions deviennent compatibles dès que $\mathcal{M}_E$ dépasse certaines valeurs qui, pour les γ considérés,

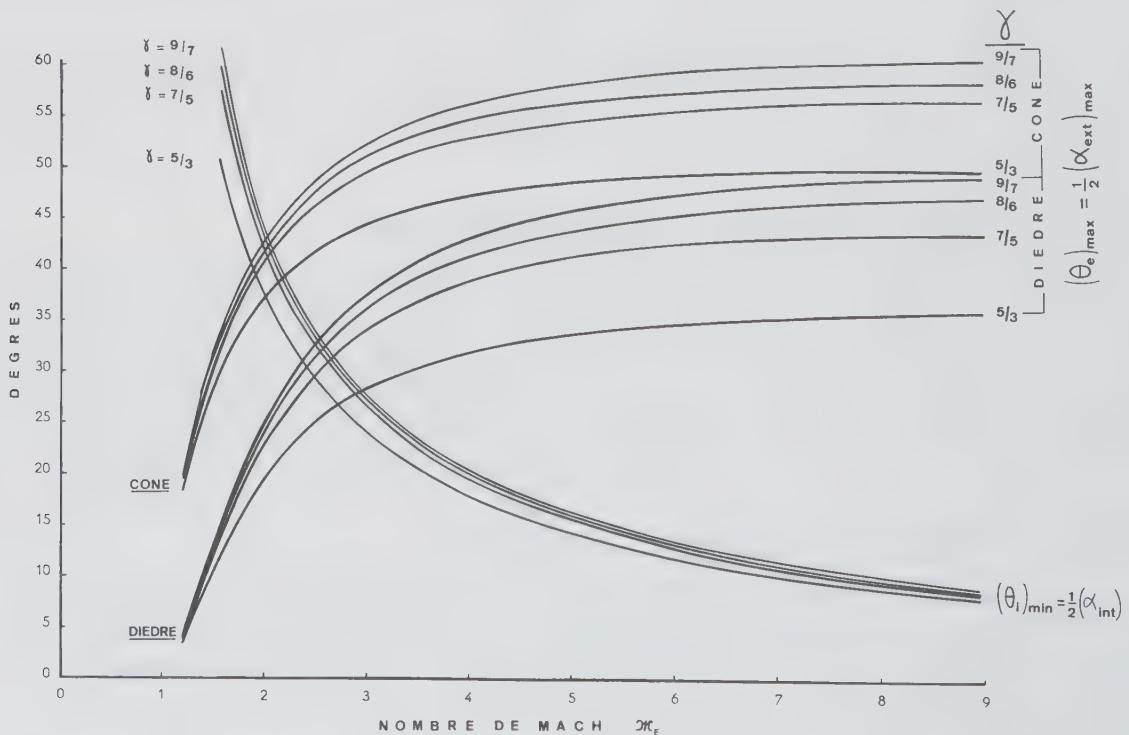


Figure 40 - Valeurs critiques calculées pour différentes valeurs de γ , des angles intérieur et extérieur d'un écorceur en forme de cône ou de dièdre.

sont comprises entre 2,4 et 3,1 pour le dièdre et entre 1,9 et 2,25 pour le cône. Ces bornes inférieures de M_E peuvent être facilement dépassées, surtout avec un jet supersonique libre.

Cependant, la présence de l'écorceur introduit d'autres perturbations bien difficiles à éviter. Il y a par exemple, l'influence des molécules réfléchies par la surface extérieure du cône et par son arête dont l'épaisseur δ_E a toujours une valeur finie. Des couches limites épaisses et des chocs obliques peuvent aussi exister à l'orifice et à l'intérieur de l'écorceur, le régime moléculaire n'étant pas nécessairement atteint immédiatement après l'extraction. Ces divers facteurs sont très difficiles à étudier directement, par suite d'effets de raréfaction. Leur influence sera déduite de celle de la géométrie de l'écorceur sur l'intensité du jet moléculaire (chapitre 14).

D - Influence des pressions résiduelles dans les chambres successives

Les perturbations dues aux pressions P_1 , P_2 et P_3 ont été négligées dans la théorie des jets moléculaires supersoniques. Nous verrons au chapitre 14, que la diffusion produite par le gaz résiduel des chambres 2 et 3 est presque négligeable. Au contraire, la pression P_1 dans la chambre de détente peut perturber beaucoup l'écoulement supersonique et même provoquer la formation du système d'ondes de choc du jet libre (chapitre 3). Il se produit alors une interaction compliquée entre cette structure et l'écorceur (chapitre 4). Mais nous avons surtout mis en évidence une invasion du jet libre par le gaz résiduel de la première chambre (chapitre 6). On montrera que cet effet peut apporter une perturbation dominante dans le fonctionnement de nos générateurs.

II - DEUX CONCEPTIONS DIFFERENTES DANS LA PRODUCTION DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES

A - Tendance généralement suivie

Le premier dispositif destiné à produire des faisceaux moléculaires à partir de jets supersoniques, dans le but de vérifier la théorie de KANTROWITZ et GREY (1951), a été construit aux Etats-Unis par KISTIAKOWSKY et SLICHTER (1951). C'était un appareil à symétrie plane, comportant une tuyère de LAVAL de section rectangulaire et un écorceur en forme de dièdre. Les difficultés rencontrées par les auteurs ont été principalement attribuées à l'insuffisance des vitesses de pompage utilisées. En augmentant celles-ci et en choisissant des éléments à symétrie axiale (écorceurs coniques en particulier), BECKER et BIER (1954) produisirent des faisceaux moléculaires intenses d'hydrogène et montrèrent ainsi la validité de la méthode. De plus, en faisant leurs expériences à l'aide de tuyères soniques, ils mirent en évidence l'intérêt du jet libre dans ce domaine. Le procédé s'est développé ensuite avec des sources de protons polarisés construites aux Etats-Unis (CLAUSNITZER, 1959), au C.E.R.N. à Genève (KELLER et al. 1960) et au C.E.N. de Saclay (THIRION et al., 1960). Ces appareils produisent des jets d'hydrogène atomique et fonctionnent à l'aide de pompes à grands débits. La tendance à augmenter les vitesses de pompage s'est encore accentuée avec divers générateurs construits aux Etats-Unis (FENN et DECKERS, 1963 ; SCOTT et DREWRY, 1963 ; BOSSEL et al., 1969), au CANADA (FRENCH et

O'KEEFE, 1966 ; GOVERS et al. 1969), en Allemagne Fédérale (SCHUGERL, 1969)... De nombreuses installations ont des pompes dont les débits sont couramment de $40\,000\text{ l.s}^{-1}$. Ces valeurs ont été fortement dépassées aux Etats-Unis (BROWN et HEALD, 1967) et en Italie (SCOLES, 1968) en pratiquant le cryopompage.

C'est dans le but de réduire les perturbations dues aux pressions résiduelles que ce besoin d'augmenter les débits des pompes s'est fait sentir et tout particulièrement pour la chambre de détente. Les résultats présentés au chapitre 6 montrent bien en effet que l'invasion du jet libre par le gaz résiduel, peut être rendue négligeable en diminuant P_1 (voir figure 24). Cependant cette méthode présente des inconvénients :

1° - Pour une grande vitesse volumique de pompage dans la première chambre, qui est proportionnelle à P_0/P_1 , la détente ne peut être effective jusqu'à $P_1 = 10^{-4}$ ou 10^{-5} torr par exemple, par suite des phénomènes de "gel" déjà signalés. Il en résulte une limitation pour les nombres de Mach M_E , correspondant aux conditions où les degrés de liberté de translation des molécules sont "gelés".

2° - Dans la production de "jets dopés" (5ème partie), les molécules lourdes peuvent subir par rapport aux molécules légères, un glissement important durant l'accélération aérodynamique. Ce phénomène observé par ABUAF et al. (1967a) résulte de fréquences de collision relativement faibles aux basses densités. Des énergies plus élevées dans le jet moléculaire semblent donc pouvoir être obtenues en réduisant ce glissement par augmentation des pressions.

3° - L'emploi de pompes à diffusion à grands débits, engendre des installations de grandes dimensions et de prix de revient élevé.

Il existe de nombreux travaux publiés sur les jets moléculaires ainsi obtenus. Les résultats ont été résumés dans plusieurs articles généraux, par exemple ceux de KNUTH (1964b) ANDERSON et al. (1955a), FRENCH (1965, 1966)...

B - Conception originale de nos générateurs de jets moléculaires supersoniques

Nous avons déjà montré que l'invasion du jet libre par le gaz résiduel de la chambre de détente, diminue très vite lorsque la pression génératrice P_0 augmente (chapitre 6, figures 26 et 27). Dans ces expériences, une augmentation simultanée de P_1 était évitée grâce au cryopompage. Mais généralement P_0 et P_1 varient ensemble, en conservant un rapport grossièrement constant auquel la vitesse de pompage volumique est proportionnelle. Les figures 28 et 29 montrent que, même dans ces conditions, une augmentation des pressions peut rendre négligeable l'effet d'invasion. Cette propriété est exploitée dans nos appareils qui fonctionnent avec des valeurs de P_0 et P_1 relativement élevées et en particulier avec $P_1 \approx 10^{-1}$ torr (CAMPARGUE, 1968, 1969d ; CAMPARGUE et BRETON, 1971).

Un dispositif ainsi conçu doit permettre d'améliorer la méthode généralement adoptée :

1° - En réalisant pour une vitesse de pompage donnée dans la chambre de détente, ou encore un rapport P_0/P_1 donné, une détente plus effective et par suite des nombres de Mach M_E plus grands ;

2° - En réduisant l'effet de glissement dans le cas des jets dopés et augmentant par suite l'énergie des molécules ;

3° - En diminuant l'encombrement et le prix de revient des installations. En effet, pour une vitesse d'évacuation donnée, les pompes et les canalisations sont de dimensions beaucoup plus faibles dans un domaine de pression voisin de 10^{-1} torr que dans celui des pompes à diffusion.

III - COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET LES PREVISIONS THEORIQUES

L'expérience donne le plus souvent, avec les deux types d'appareils, des courbes dont l'allure générale est indiquée sur la figure 41. Elles représentent l'intensité I du faisceau moléculaire, soit en fonction de la distance tuyère-écorceur x_E/D^* , soit en fonction de la pression génératrice P_0 . On remarque qu'elles sont très différentes des courbes théoriques. Elles font apparaître en particulier des maxima et minima non prévus par KANTROWITZ et GREY (1951) et résultant des diverses perturbations déjà signalées. Ces dernières peuvent être plus ou moins prépondérantes et variables d'un dispositif à un autre ou selon les conditions de fonctionnement de ces appareils. La forme de ces courbes sera discutée au chapitre 14. Mais on peut déjà signaler que les parties hachurées sur la figure 41 correspondent à des conditions peu intéressantes, où les jets moléculaires ont des profils relativement larges.

Le gain obtenu par rapport aux jets classiques est toujours inférieur aux valeurs théoriques. Il peut varier cependant entre dix et mille et même se rapprocher de 10^4 (CAMPARGUE et BRETON, 1971).

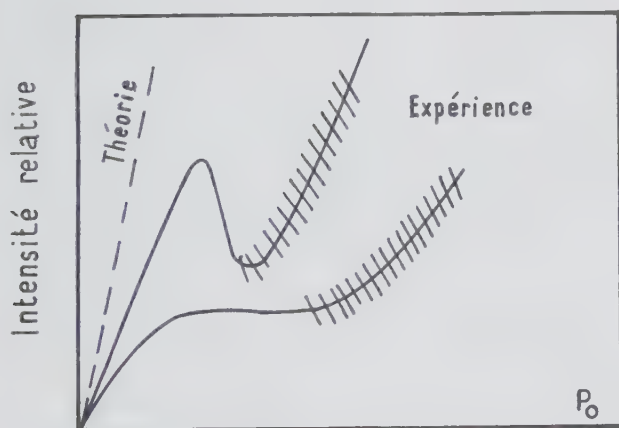


Figure 41-A
Courbes $I=f'(P_0)_{x_E}$

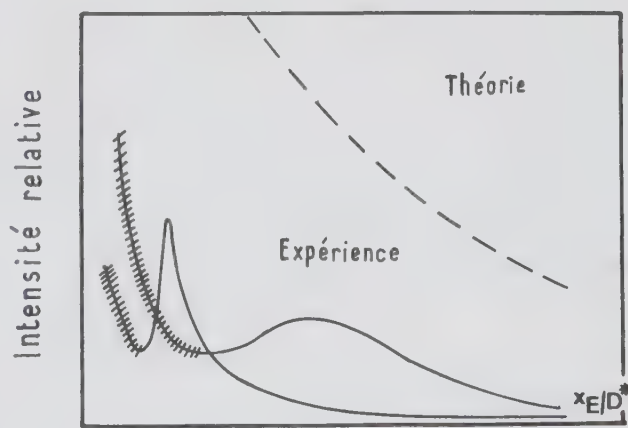


Figure 41-B
Courbes $I=f(x_E/D^*)_{P_0}$

Chapitre 10

DESCRIPTION DE NOS GENERATEURS DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES

Nous avons successivement construit et mis au point plusieurs appareils au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. Ils ont été reproduits par ROS (1967), AUDIT et ROUAULT (1967, 1969 a et b) à la Faculté des Sciences d'Orsay et par MORAN (1968) aux Etats-Unis dans un laboratoire du M.I.T. Ces générateurs disponibles dans le commerce, ont été fabriqués en particulier par la S.E.A.V.O.M. (92, ARGENTEUIL) sous licence C.E.A. Il en existe deux versions qui diffèrent principalement par la vitesse de pompage dans la chambre de détente. Celle-ci est, soit de quelques dizaines, soit de quelques centaines de $l.s^{-1}$ à 10^{-1} torr. La première version (CAMPARGUE, 1963), réalisée pour le "Laboratoire de Physique de l'Espace" de la Faculté des Sciences de Marseille (Prof. CHANTREL), est conforme à nos deux premiers appareils. La seconde version (CAMPARGUE, 1968) a été choisie, conformément à notre troisième appareil, par MM. DAURY et CONSTANS à l'Institut d'Optique de Paris, afin d'augmenter le plus possible l'intensité et surtout l'énergie dans le jet moléculaire.

I - PREMIER GENERATEUR DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES

Nous allons décrire ce prototype d'une façon très détaillée, puisqu'il a permis d'obtenir presque tous les résultats expérimentaux déjà présentés ou qui le seront ci-dessous. Une vue générale de cet appareil est donnée par la figure 42.

A - Eléments de base ou de définition du faisceau moléculaire

Les éléments de base de ce système à symétrie axiale (figures 43 et 44) sont la tuyère T, l'écorceur E et le collimateur C, ainsi que leur support S usiné dans la masse afin d'éviter des difficultés d'alignement (voir figure 45).

1° - La tuyère et son système d'alimentation

Les différentes formes de tuyères employées ont été données au chapitre 2 (figure 2). Mais c'est le type convergent conique (figure 2b') obtenu à l'aide d'un écorceur renversé qui a été utilisé le plus souvent.

La tuyère est alimentée en gaz par un tube axial qui sert aussi à la déplacer dans le support S, à l'aide d'un vernier situé à l'extérieur de l'appareil (figure 44). Avant d'atteindre ce tube, le gaz provenant d'une bouteille du commerce, traverse un système à triple détente (manomètre détenteur MAGONDEAUX B.R.C.) et une petite vanne à aiguille EDWARDS (SPEEDIVAC needle valve LB 2A) permettant de régler le débit avec précision. Dans nos expériences, celui-ci est de l'ordre de $10 l.s^{-1}$

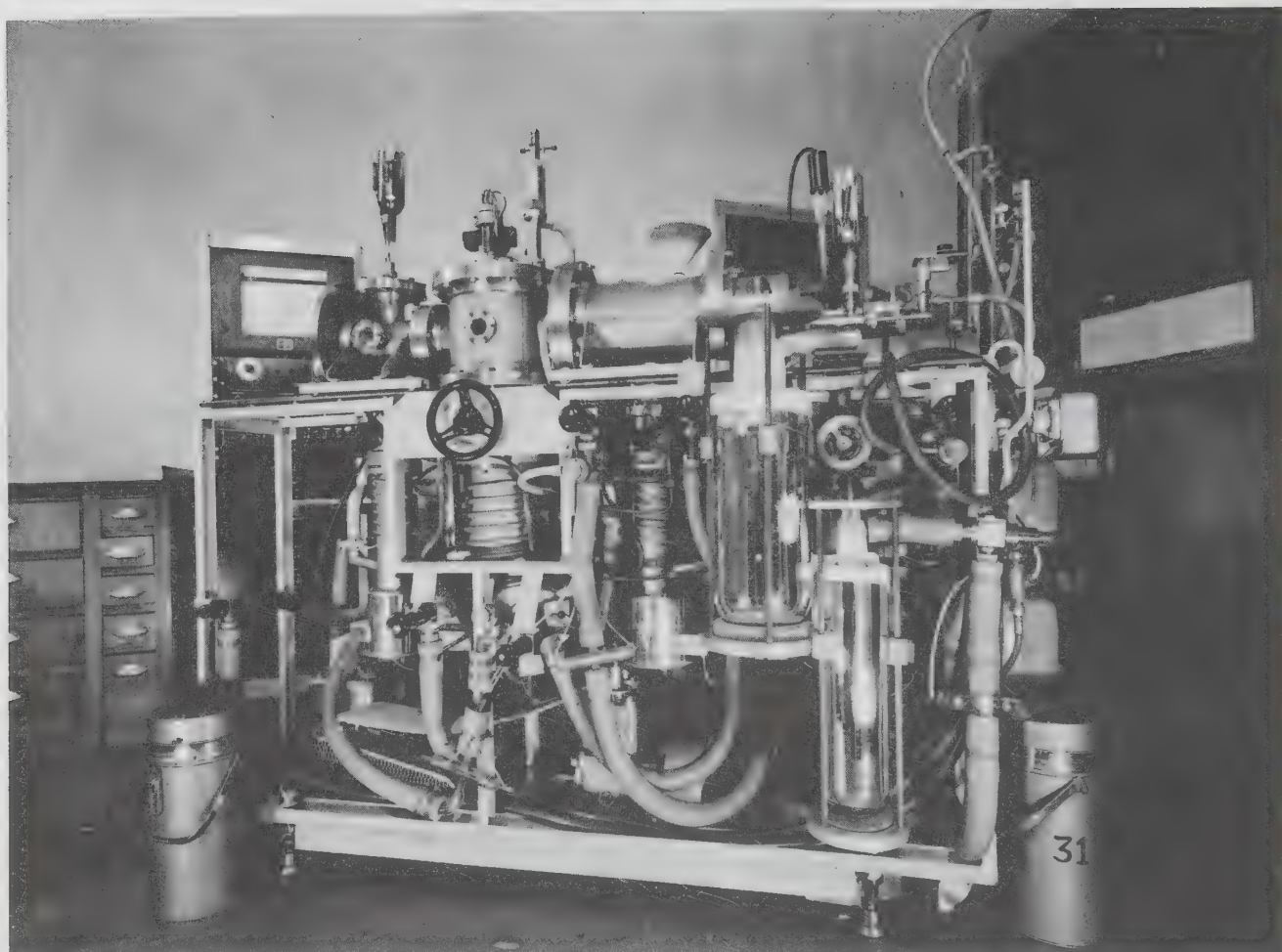


Figure 42 - Vue générale du premier générateur de jets moléculaires supersoniques construit à Saclay en 1962 et fonctionnant à l'aide de pompes à faibles débits

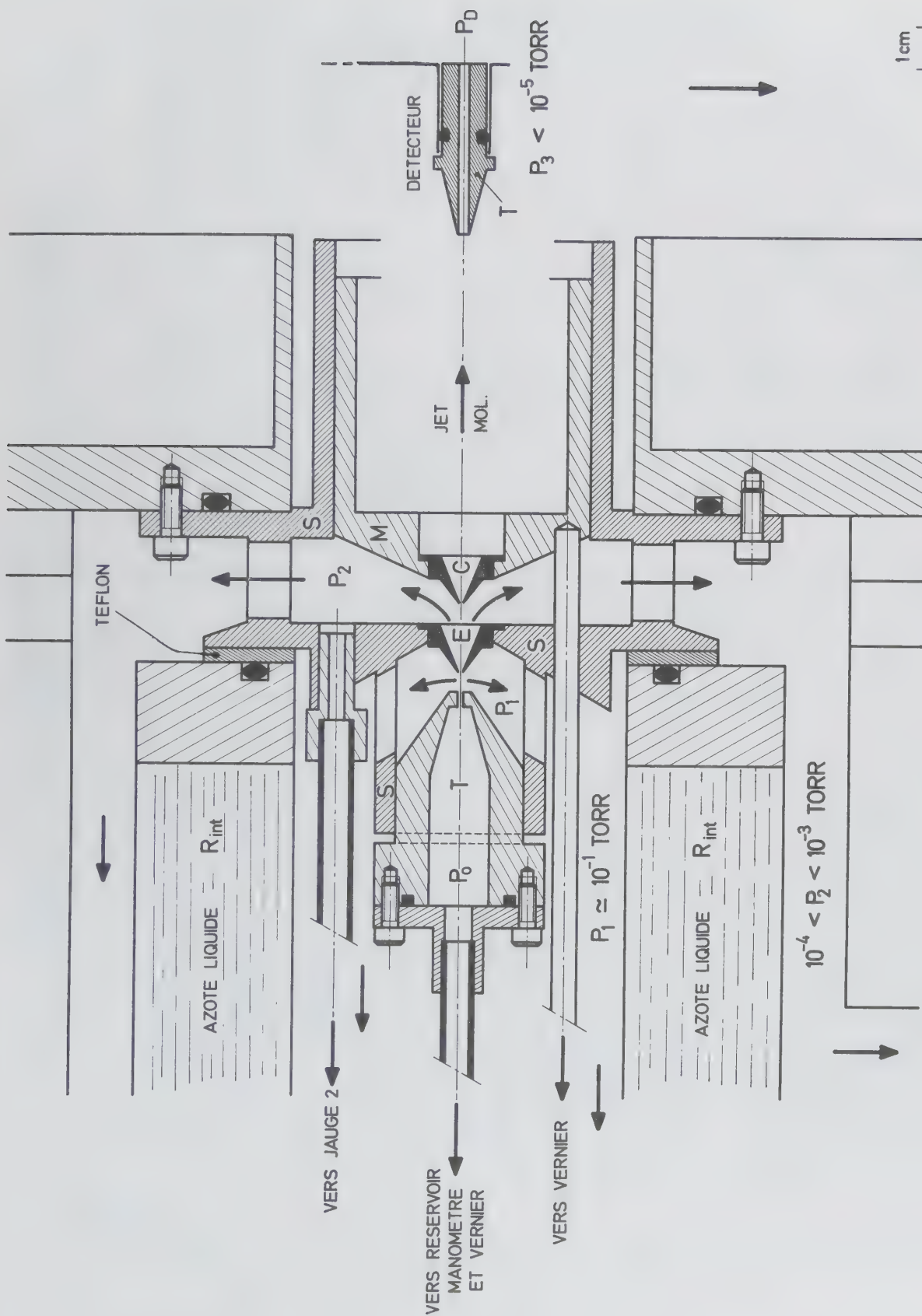


Figure 43 - Eléments de base du premier générateur de jets moléculaires supersoniques

de gaz considéré dans les conditions normales. La pression génératrice P_0 est mesurée en aval de la fuite réglable, à l'aide d'un manomètre à mercure ou à huile selon sa valeur.

2° - L'écorceur

Ce diaphragme conique a déjà été décrit au chapitre 4. Sauf indication contraire, il a toujours les caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha_{\text{int}} &= 50^\circ \\ \alpha_{\text{ext}} &= 70^\circ \\ L_{\text{int}} &= 11 \text{ mm} \\ L_{\text{ext}} &= 6 \text{ mm}\end{aligned}$$

L'épaisseur de son arête peut atteindre 2μ et ses surfaces sont polies "optiquement". Le matériau choisi est en acier inoxydable Z3-CND-18-12. La réalisation de cet élément est délicate et a été confiée à la S.F.I.M. (91-MASSY).

3° - Le collimateur

Ce troisième élément, qui est fixé sur un manchon cylindrique M mobile dans le support S, a une forme identique à celle de l'écorceur. Cette géométrie est pourtant ici moins essentielle puisque le régime doit être déjà moléculaire en amont de ce diaphragme. La forme conique, qui n'est pas indispensable, permet de réduire la distance le séparant de l'écorceur et par suite l'atténuation du jet moléculaire pouvant se produire par diffusion dans la deuxième chambre.

Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 44, les trois éléments T, E et C peuvent être formés avec des écorceurs identiques. Ces pièces sont ainsi interchangeables et cela permet de faire varier plus facilement les diamètres D^* , D_E et D_C des éléments de définition du faisceau moléculaire. Les valeurs employées pour ces diamètres, ainsi que les caractéristiques différentes de celles données ci-dessus, seront indiquées dans la présentation des divers résultats expérimentaux.

4° - Positions des éléments de base

Les trois éléments T, E et C, ou éventuellement les manchons cylindriques sur lesquels ils sont fixés, sont maintenus sur l'axe du support S formé d'une seule pièce de révolution (figures 43 et 44). L'écorceur a une position fixe. Au contraire, la tuyère et le collimateur peuvent être déplacés axialement, d'une façon continue, à l'aide de verniers situés à l'extérieur de l'appareil. Les distances x_E entre T et E et $(x_C - x_E)$ entre C et E, sont ainsi mesurées en valeurs relatives à $\pm 10^{-2}$ mm près. Les valeurs absolues correspondantes s'en déduisent à partir de distances fixes connues. Celles-ci sont réalisées lorsque les manchons mobiles viennent heurter des butées de sécurité existant sur le support S (voir figure 43). Du côté de la tuyère, cette distance de référence, qui est toujours voisine de 1 mm, a été mesurée avec un cathétomètre. Nous verrons en effet qu'il est parfois nécessaire de connaître x_E avec précision tandis que la distance $x_C - x_E$ est beaucoup moins importante.

B - LES TROIS CHAMBRES DU GENERATEUR, LEURS SYSTEMES D'EVACUATION ET DE MESURE DE PRESSIONS

Les éléments de base sont montés sur l'axe commun de trois chambres ayant

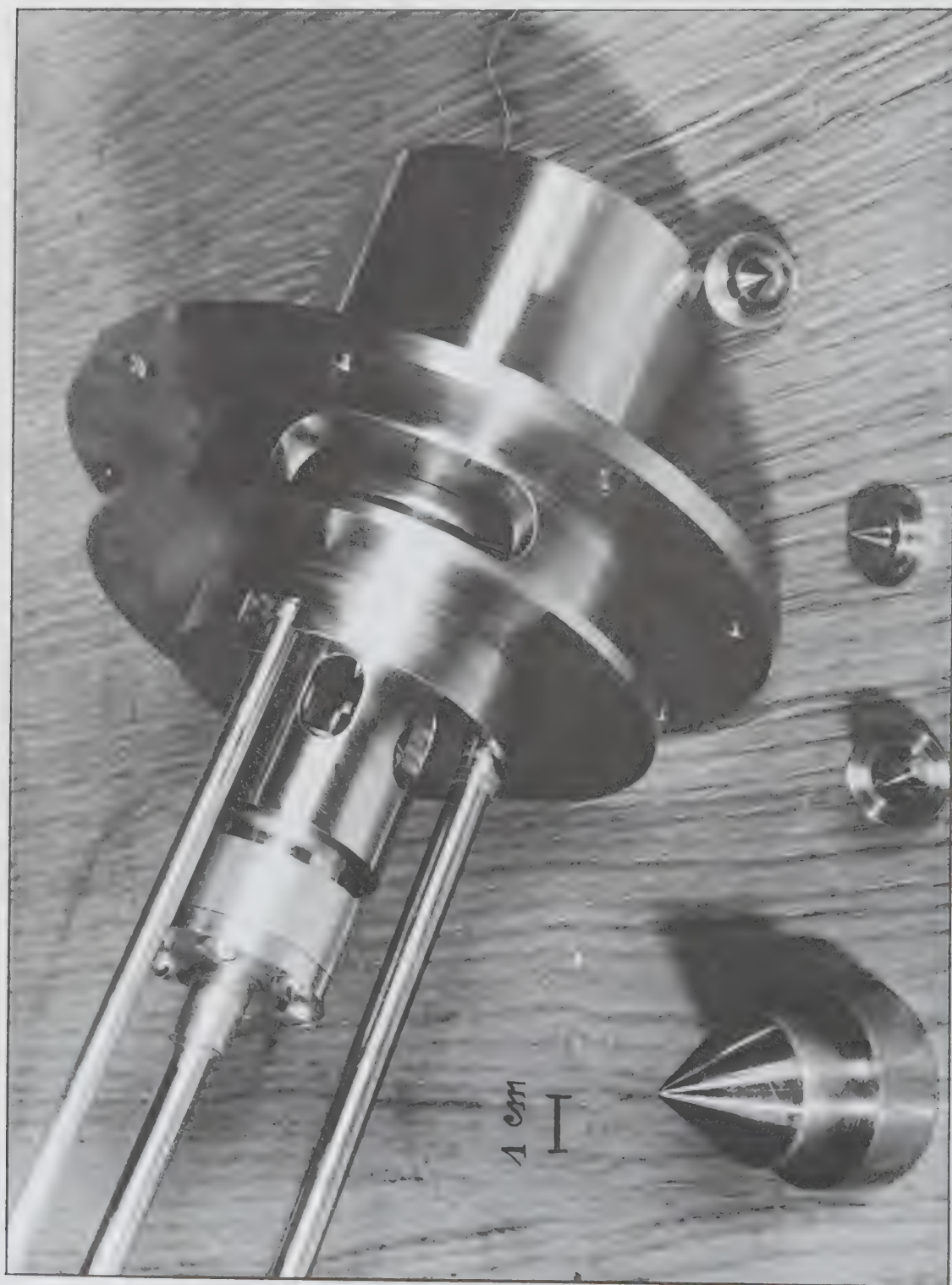


Figure 45 - Tuyères, écorceurs et leur support usiné dans la masse pour éviter des difficultés d'alignement (premier générateur)

des systèmes de pompage indépendants et ne pouvant communiquer entre elles qu'à travers l'écorceur et le collimateur. Cependant, elles peuvent aussi être reliées par un dispositif accessoire permettant de les vider avec une pompe primaire ou bien de les remettre à la pression extérieure, simultanément. On évite ainsi certaines contraintes possibles sur les cloisons intérieures.

Ces trois compartiments seront appelés, comme précédemment, 1ère, 2ème et 3ème chambre, en prenant le sens de déplacement du jet, ou encore chambre de détente, de collimation et de détection, en considérant leurs fonctions respectives. Elles ont été fabriquées en acier inoxydable afin de réduire les inconvénients du dégazage.

1° - Première chambre ou chambre de détente

Le système de pompage évacuant ce premier compartiment doit éliminer presque tout le gaz sortant de la tuyère, car la fraction du jet libre traversant l'écorceur est faible. Cette évacuation se fait à travers des ouvertures régulièrement espacées autour de l'axe et situées dans le support cylindrique S guidant la tuyère. Un tube représenté en pointillés sur la figure 44, permet de capter la pression P_1 à l'intérieur même de ce support S. Il est relié à une jauge de Pirani (SOGEV AMP 5) et à une jauge de McLeod que nous avons employée directement pour effectuer toutes les mesures précises de P_1 .

Dans les conditions de fonctionnement de l'appareil, où la pression P_1 est voisine de 10^{-1} torr, les pompes "BOOSTER" ne sont pas plus appropriées que les pompes à palettes. Par contre, les pompes "ROOTS" conviennent parfaitement dans ce domaine de pression. Cependant, nous avons préféré d'abord la pompe à mercure LEYBOLD Hg45 moins chère et silencieuse, dont le débit est de 45 l.s^{-1} à 10^{-1} torr. Le vide primaire est réalisé avec une pompe à palettes de $25 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ (ALCATEL, 1025). En reliant la pompe Hg45 à la chambre de détente, à travers une vanne-disque LEYBOLD NW 50 et un piège à azote liquide R_{ext} , nous avons mesuré des vitesses de pompage de 13 à 25 l.s^{-1} , pour divers gaz non condensables à la température de l'azote liquide. Dans le cas contraire, le cryopompage réalisable à l'aide du piège R_{ext} (figure 44), permet de doubler ce débit. Un nouveau facteur voisin de 2 peut être encore gagné par un second cryopompage (facteur 4 par rapport au débit de la pompe Hg 45), grâce au réservoir d'azote liquide R_{int} . Ce dernier, qui est compris entre deux cylindres coaxiaux et isolé du support S par une couronne de téflon, sert de cloison entre les deux premières chambres. Ainsi, il peut en même temps améliorer le vide dans le compartiment intermédiaire que nous allons décrire.

2° - Deuxième chambre ou chambre de collimation

Bien que cet étage intermédiaire n'existe pas toujours dans les appareils construits dans d'autres laboratoires (FENN et DECKERS, 1963), il peut présenter plusieurs avantages :

a) - On essaie en effet d'effectuer la détente du gaz en deux étapes en la prolongeant en aval de l'écorceur. Cette possibilité, qui reste encore discutée, permettrait de remplacer une pompe de grande capacité (1ère chambre) par deux petites pompes évacuant les compartiments successifs 1 et 2.

b) - Le collimateur ne prenant qu'une faible fraction du flux $\dot{N}_E$ à travers l'écorceur, ce système facilite beaucoup l'obtention d'un vide poussé (10^{-6} torr)

dans la chambre de détection et la rend possible à l'aide d'une pompe de capacité moyenne. Ainsi, l'existence d'une chambre intermédiaire, tout comme l'augmentation des pressions P_0 et P_1 (chapitre 9), permet de réduire l'encombrement et le prix de revient de l'installation.

c) - Une chambre de collimation est très utile pour étudier le flux $\dot{N}_E$ à travers l'écorceur. Ses variations sont données qualitativement par celles de la pression P_2 régnant dans ce compartiment (chapitre 5). Les renseignements ainsi obtenus sont très intéressants dans une étude de jets moléculaires supersoniques.

La plus grande partie du gaz traversant l'écorceur est évacuée à travers des ouvertures situées sur le support S des éléments de base et régulièrement espacées autour de l'axe de l'appareil. Le gaz passe ensuite autour du réservoir R_{int} et est éliminé à l'aide d'une pompe à diffusion d'huile de 110 l.s^{-1} (C.G.R., OLEOVAP CH-62-14). La présence d'une vanne écran et les impédances des canalisations réduisent cette vitesse de pompage à 30 l.s^{-1} environ. Le vide primaire est assuré par une pompe à palettes de $25 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ (ALCATEL, 2025).

La pression P_2 est captée, comme l'indique la figure 43, à l'intérieur du support S et à quelques cm de l'axe. Elle est mesurée à l'aide d'une jauge à ionisation SOGEV-LE BOEUF (capteur TK3 et alimentation AJIT 32). En cours de fonctionnement de l'appareil, on a : $10^{-4} < P_2 < 10^{-3}$ torr.

La distance $x_C - x_E$ entre l'écorceur et le collimateur doit être réduite le plus possible, tant que l'évacuation du gaz n'est pas gênée par la proximité des deux diaphragmes. L'expérience donne un optimum pour $x_C - x_E = 12 \text{ mm}$. Nous verrons (chapitre 14) que dans ces conditions, l'atténuation du jet moléculaire par diffusion est assez faible. Mais elle n'est pas négligeable si le diamètre D_E de l'écorceur dépasse 1 mm . Ainsi les valeurs de D_E apparaissent liées à la vitesse de pompage dans la deuxième chambre. L'utilisation du cryopompage à l'aide du réservoir R_{int} , permet cependant d'avoir une vitesse d'évacuation environ cinq fois plus grande pour les gaz condensables à la température de l'azote liquide.

3° - Troisième chambre ou chambre d'utilisation

Le flux total $\dot{N}_C$ à travers le collimateur est la somme de deux flux différents que nous allons comparer :

- d'une part le flux $\dot{N}_J$ donnant le jet moléculaire contenu dans le petit angle solide s'appuyant sur le collimateur,
- d'autre part le flux $\dot{Q}'_2$ des molécules résiduelles de la deuxième chambre (densité numérique n_2), subissant une effusion thermique suivant la loi du cosinus (56) :

$$\dot{Q}'_2 = \frac{1}{4} n_2 \bar{c}_2 A_C \quad (87)$$

Nous l'avons négligé précédemment en confondant $\dot{N}_C$ et $\dot{N}_J$.

Pour un jet moléculaire classique obtenu avec la même géométrie et une densité numérique n_1 dans la première chambre, le flux théorique à travers le collimateur serait (58) :

$$\dot{Q}_2 = \frac{1}{4} n_1 \bar{c}_1 A_E \frac{A_C}{\pi (x_C - x_E)^2} \text{ mol.s}^{-1} \quad (88)$$

Une source supersonique fonctionnant avec une même densité numérique $n_E = n_1$ à

l'orifice de l'écorceur, augmenterait ce flux d'un facteur égal au gain G déjà défini (75) :

$$\dot{N}_j = \dot{Q}_2 \cdot G$$

En admettant que $T_1 = T_2$ et par suite $\bar{c}_1 = \bar{c}_2$, on a :

$$\frac{\dot{Q}_2'}{\dot{N}_j} = \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{\pi(x_C - x_E)^2}{A_E G} = 4 \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{(x_C - x_E)^2}{D_E^2 G} \quad (89)$$

Exemple : $D_E = 0,42 \text{ mm}$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{P_2}{P_1} = \frac{3 \cdot 10^{-4}}{10^{-1}} = 3 \cdot 10^{-3}$$

$$G = 100$$

$$x_C - x_E = 12 \text{ mm}$$

$$\frac{\dot{Q}_2'}{\dot{N}_j} \approx 10^{-1}$$

Ainsi $\dot{Q}_2'$ n'est pas négligeable par rapport à $\dot{N}_j$. Cependant, dans le jet moléculaire qui est contenu dans un angle solide faible, la fraction de molécules provenant du gaz résiduel de la chambre de collimation, est négligeable et de l'ordre de 10^{-4} .

On peut remarquer qu'une augmentation de D_E est réalisable tout en maintenant n_2/D_E^2 constant, dans un domaine où la vitesse de pompage dans la deuxième chambre est indépendante de la pression P_2 . Cependant $\dot{Q}_2'/\dot{N}_j$ croît simultanément car $\dot{N}_j$ diminue par suite du phénomène de diffusion que nous avons négligé entre l'écorceur et le collimateur.

Cette perturbation doit aussi être très faible dans la troisième chambre. C'est réalisé (voir chapitre 14) en maintenant une pression P_3 comprise entre 10^{-5} et 10^{-6} torr, mesurée à l'aide d'une jauge à ionisation SOGEV-LE BOEUF, identique à celle utilisée dans la chambre intermédiaire. Ce vide est maintenu par une pompe à diffusion d'huile de 600 l.s^{-1} (C.G.R. OLEOVAP, CH-64-20), évacuée avec une pompe primaire de $3,6 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ (BEAUDOUIN, type 482). Dans ces conditions, le jet moléculaire est non seulement peu atténué par diffusion, mais aussi plus facilement détectable.

C - Détecteur

Le jet moléculaire a une intensité suffisante pour être détecté facilement à l'aide d'une jauge à ionisation classique (SOGEV-LE BOEUF, AJIT 32). Le capteur du type TK3 est placé dans une ampoule de verre donnant un faible dégazage et présentant une ouverture face au jet moléculaire. Il s'établit assez vite un équilibre entre les flux entrant et sortant de ce volume. Ce dernier flux est facilement calculable à partir de la densité numérique n_D existant dans l'ampoule, que l'on déduit de la pression P_D donnée par le capteur (4) :

$$P_D = n_D k T_D$$

Dans le cas où l'ouverture est un simple orifice d'aire A_D , le flux détecté est :

$$I = \frac{1}{4} n_D \bar{c}_D A_D \text{ mol.s}^{-1} \quad \text{avec} \quad \bar{c}_D = (8kT_D/\pi m)^{1/2}$$

$$I = \frac{1}{2} (2/\pi m k T_D)^{1/2} P_D A_D \text{ mol.s}^{-1} \quad (90)$$

Il apparaît une difficulté pour calculer ainsi la valeur de I car la température T_D n'est pas connue dans l'ampoule. Elle n'est cependant pas très supérieure à la température ambiante T_0 et elle n'intervient qu'avec une puissance 0,5. En faisant $T_D = T_0$, on obtient pour I des valeurs supérieures aux valeurs réelles mais toujours du même ordre de grandeur que celles-ci.

Afin de détecter plus facilement le jet moléculaire et de rendre négligeable le signal donné par le détecteur pour le gaz résiduel de la chambre 3, nous avons prolongé l'ampoule de verre par un tube à compression T (figure 43). Son facteur de CLAUSING K (chapitre 8) est pris de façon telle que la pression P_D demeure dans un domaine où la jauge à ionisation est assez sensible. On a alors :

$$I = \frac{1}{K} \cdot \frac{1}{4} \cdot n_D \bar{c}_D A_D \text{ mol.s}^{-1} = \frac{1}{K} \cdot \frac{1}{2} (2/\pi m k T_D)^{1/2} P_D A_D \text{ mol.s}^{-1} \quad (91)$$

On a utilisé des tubes collecteurs T dont le rapport entre la longueur et le rayon varie de 4 à 32. Cette dernière valeur a été la plus employée avec un tube de 40mm de longueur et 2,5 mm de diamètre. Le facteur de CLAUSING correspondant (voir chapitre 8) est $K = 1/12$. Nous désignerons ce collecteur particulier par T_{12} .

Grâce à un système de rotation, on peut orienter le collecteur parallèlement à l'axe de l'appareil. De plus, un vernier au 1/100 de mm permet de le placer dans un plan contenant cet axe et perpendiculairement à cet axe. (voir figure 44).

Au cours des expériences, nous avons utilisé plusieurs alimentations AJIT 32 et de nombreux capteurs TK3. Ces derniers ne peuvent en effet fonctionner que quelques mois par suite des pressions P_D relativement élevées à mesurer (10^{-4} torr). Après un bon dégazage des capteurs, pouvant durer une semaine, les variations observées en faisant ces changements étaient de $\pm 10\%$. Ce système de détection s'est ainsi montré satisfaisant. Il permet en particulier de faire de bonnes mesures relatives, comme le montreront les formes très régulières des nombreuses courbes obtenues.

Pour faire des mesures absolues, on a pris les courbes d'étalonnage données par le constructeur et obtenues à l'aide d'une jauge de MacLeod. Mais plusieurs autres méthodes ont aussi été employées pour vérifier ces résultats :

- Avec le même détecteur à ionisation, nous avons comparé les intensités de jets moléculaires supersoniques à celles de jets moléculaires classiques qui sont calculables.

- Nous avons aussi collecté pendant un temps donné, soit par condensation (CO_2), soit en recueillant le gaz à la sortie d'une pompe à diffusion, la fraction de jet moléculaire contenue dans un angle solide déterminé. Les débits correspondants ont été déduits de la pression mesurée à l'aide d'une jauge de MacLeod, pour le gaz recueilli dans un volume connu (voir chapitre 17).

Les résultats obtenus à partir de ces diverses méthodes sont généralement en accord. Ils ont montré cependant que notre détecteur à ionisation donne, comme on pouvait s'y attendre, des valeurs un peu trop élevées.

II - DEUXIEME GENERATEUR DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES

Un second appareil très voisin de celui qui vient d'être décrit, a été conçu pour NENNER au Service de Chimie Physique de Saclay. Par rapport au prototype, le système est cependant amélioré et simplifié compte tenu de l'expérience acquise. La figure 46 représente le schéma de ce générateur ainsi que les pompes choisies et leurs débits correspondants. Ce dispositif se distingue du premier par les points suivants :

a) - La vitesse de pompage dans la chambre intermédiaire a été augmentée de 110 l.s^{-1} à 350 l.s^{-1} , à l'aide d'une pompe SEAVOM du type PV 100.

b) - Le support S des trois éléments de base n'est plus usiné dans la masse ; il est constitué de trois pièces de révolution d'abord fabriquées indépendamment, ensuite reliées entre elles par des tiges soudées, et enfin usinées axialement (pour la finition) après la soudure, ce qui garantit les alignements nécessaires (figure 47).

c) - La distance écorceur-collimateur n'étant pas un paramètre très important, a été fixé à 15 mm en tenant compte des résultats donnés par le premier appareil et de quelques essais effectués directement avec le deuxième.

d) - Cet appareil devant permettre d'utiliser un jet moléculaire avec des densités les plus élevées possibles, a été conçu de façon que le faisceau soit accessible dès la sortie du collimateur.

e) - La figure 46 ne représente pas de chambre de détection, celle-ci pouvant être variable selon le but des recherches entreprises. Le système ainsi conçu laisse la possibilité d'introduire le jet moléculaire dans un appareil quelconque à l'aide d'un petit canal souple fixé en A-A, ou bien de fixer une enceinte d'utilisation en B-B, ce qui rend le faisceau disponible immédiatement après le collimateur. Cette solution a été choisie par NENNER qui a fait le montage de ce deuxième générateur et lui a adapté la chambre d'utilisation représentée sur la figure 48. Cet ensemble est destiné à étudier l'interaction entre un faisceau d'électrons lents et le jet moléculaire. (NENNER et al. 1969).

La première version commerciale réalisée par la S.E.A.V.O.M. (92-ARGENTEUIL), est sensiblement une reproduction de ce deuxième générateur.

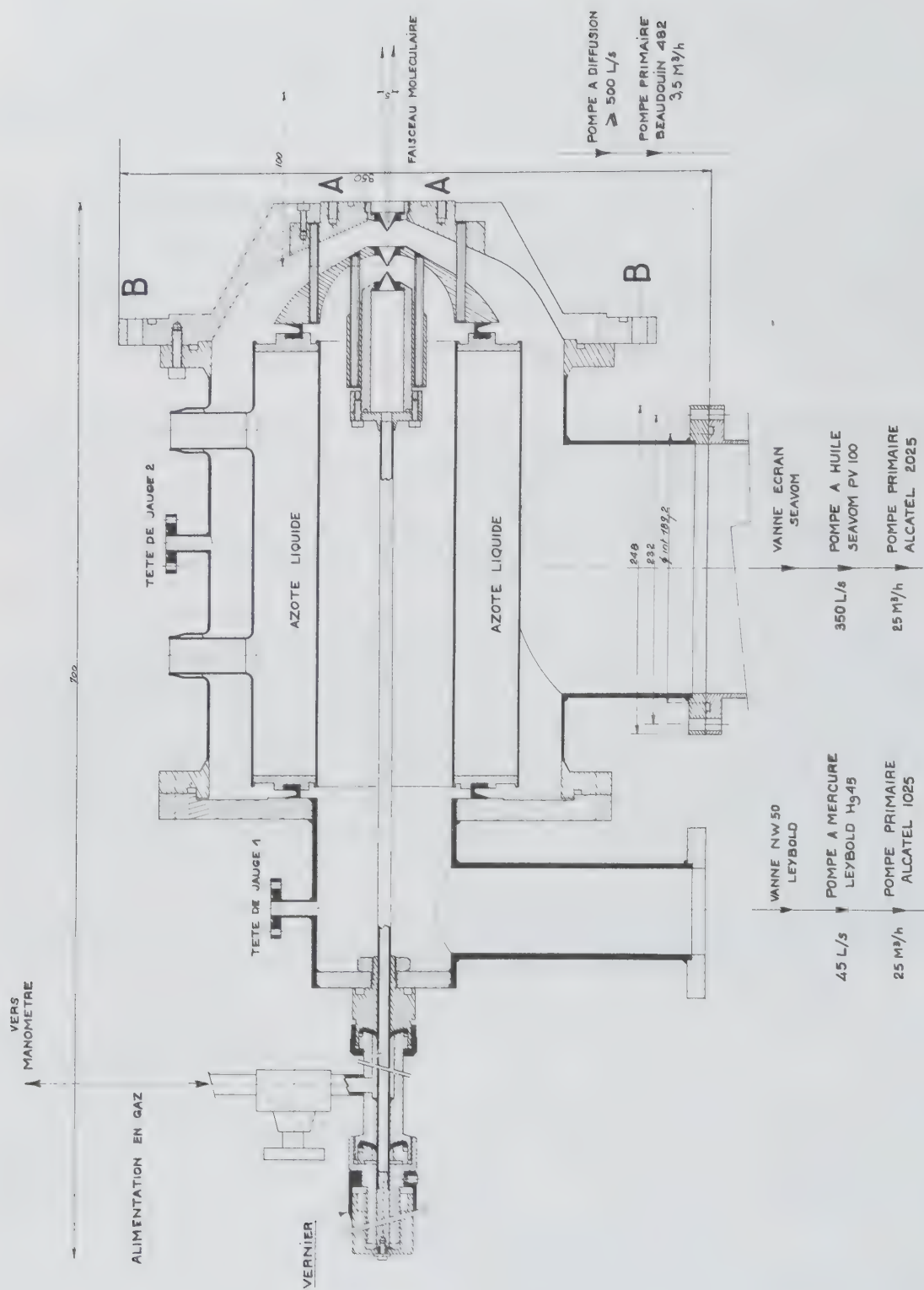


Figure 46 - Deuxième générateur de jets moléculaires supersoniques

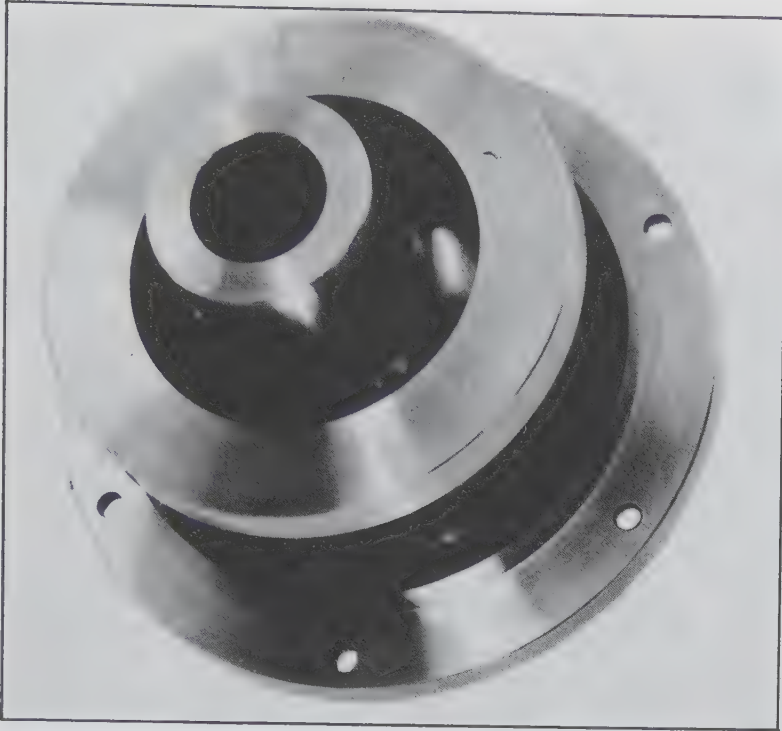


Figure 47 - Support de la tuyère, de l'écorceur et du collimateur, utilisé dans le deuxième générateur de jets moléculaires supersoniques

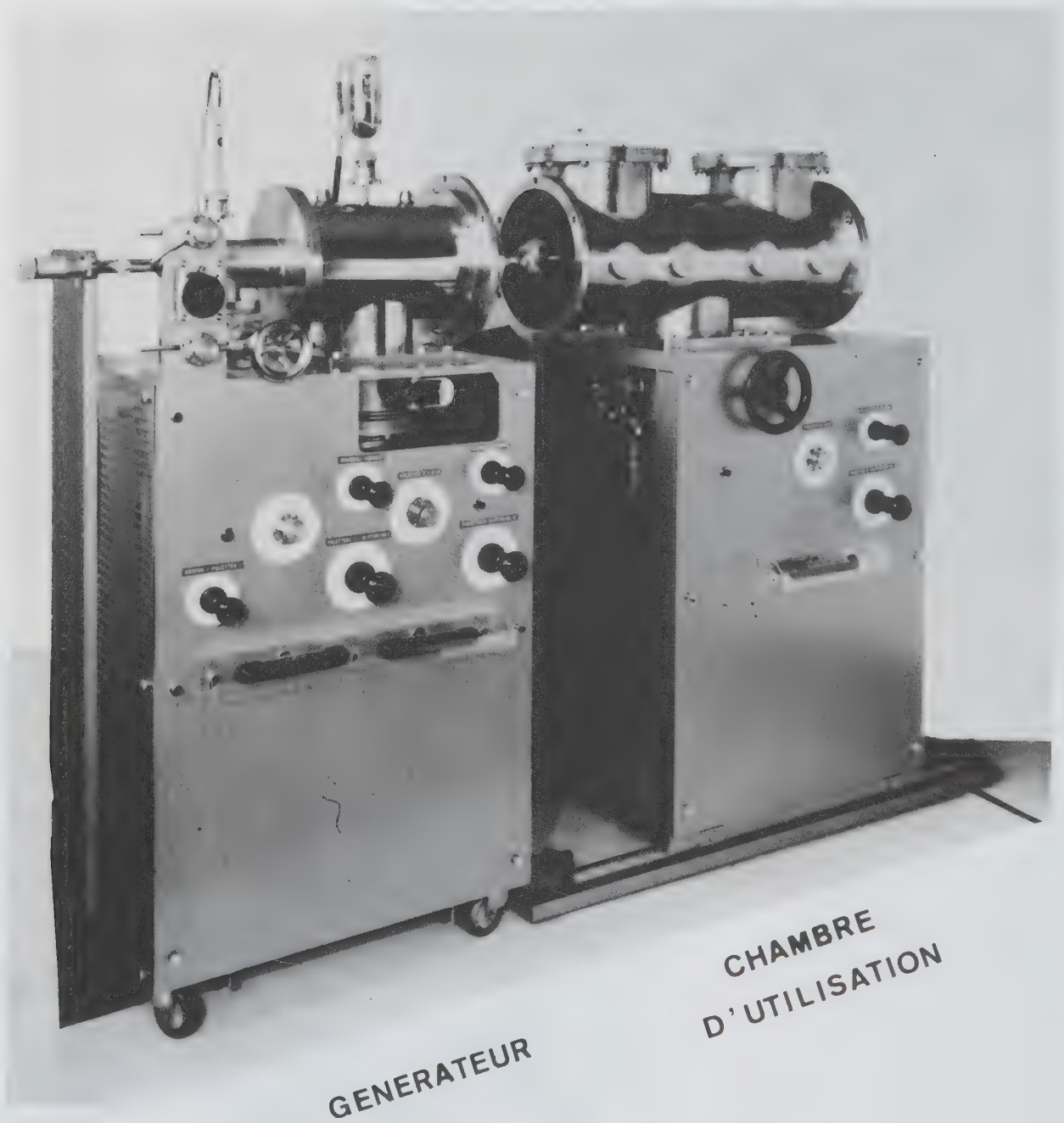


Figure 48 - Deuxième générateur de jets moléculaires supersoniques
et chambre d'utilisation adaptée par NENNER (1969)

- QUATRIEME PARTIE -

PRODUCTION ET ETUDE DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES DE HAUTE INTENSITE

Chapitre 11

RESULTATS PRELIMINAIRES OBTENUS A L'AIDE DU PREMIER GENERATEUR

I - PREMIER MONTAGE

Cet appareil a fonctionné initialement avec une tuyère convergente-divergente de diamètre $D^* = 0,32$ mm, dont les autres caractéristiques sont données au chapitre 2 (figure 2,e). L'écorceur et le collimateur avaient respectivement pour diamètres $D_E = 0,42$ mm et $D_C = 0,74$ mm. Enfin, le détecteur à ionisation décrit au chapitre précédent, a été employé avec le tube collecteur T_{12} ayant son ouverture à la distance $x_D - x_E = 103$ mm de l'écorceur. (figure 44).

Il a été facile de mettre cet appareil en fonctionnement. Dans les premiers essais, nous avons choisi l'hydrogène et obtenu des jets moléculaires assez intenses pour être détectés sans difficultés. Les expériences préliminaires ont montré très vite la nature moléculaire des jets produits et l'importance de deux paramètres : la pression génératrice P_0 et la distance tuyère écorceur x_E . Au contraire, la position du collimateur a paru moins essentielle et nous avons maintenu la distance $x_C - x_E$ voisine de 12 mm.

II - PREMIERES COURBES EXPERIMENTALES MONTRANT LA NATURE MOLECULAIRE DES JETS OBTENUS ET L'IMPORTANCE DES PARAMETRES P_0 ET x_E (CAMPARGUE, 1966a)

La figure 49 représente un réseau de courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$; celles-ci donnent en valeurs arbitraires, l'intensité I de jets moléculaires d'hydrogène, en fonction de x_E/D^* et pour différentes valeurs de P_0 . Ces résultats sont très différents des prévisions théoriques (voir figure 41-B, chapitre 9).

Une courbe typique (par exemple $P_0 = 100$ torr) montre une première décroissance correspondant à des conditions où le jet moléculaire est très divergent dans la troisième chambre. Les distributions angulaires obtenues en déplaçant le détecteur perpendiculairement au faisceau moléculaire, sont alors du même type que celle trouvée pour $P_0 = 124,5$ torr et $x_E = 1,25$ mm (figure 50). Avec les pressions P_0 les plus faibles utilisées dans ces expériences, cette première décroissance n'apparaît pas et existe probablement pour des valeurs $x_E < 1$ mm, inaccessibles avec

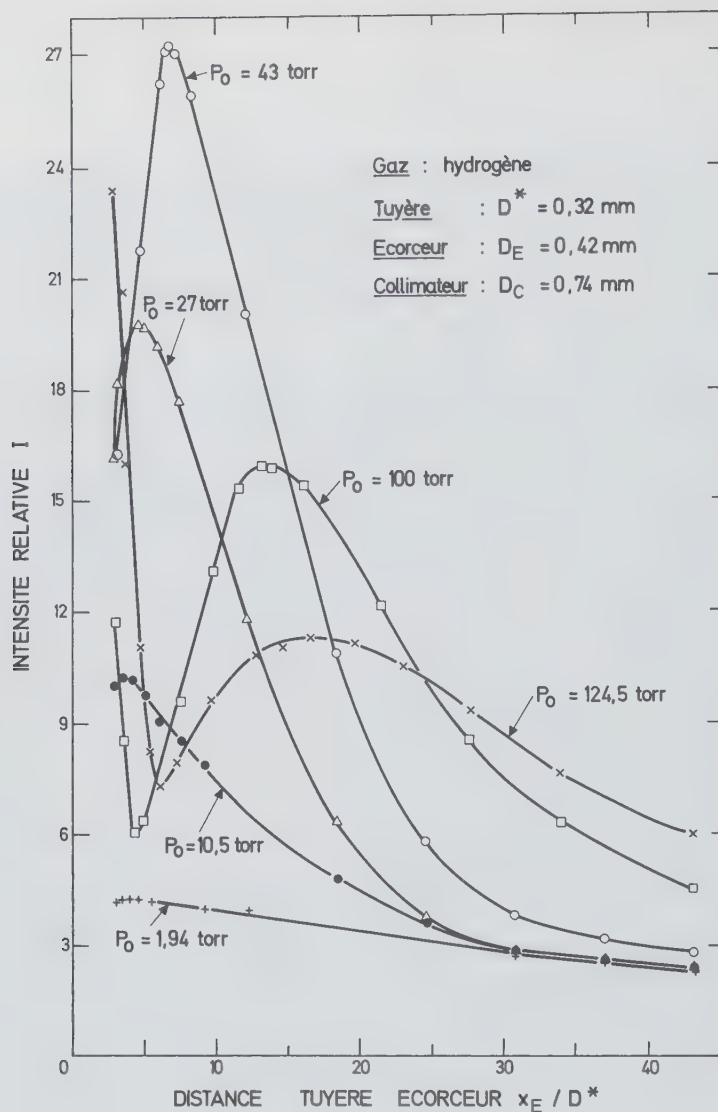


Figure 49 - Courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ obtenues pour l'hydrogène avec une tuyère convergente-divergente (figure 2,e)

cet appareil. Dans la région croissante (en sens inverse des variations théoriques) et à partir du minimum éventuellement, le profil des jets moléculaires se rapproche de celui donné par la géométrie de l'appareil. Les distributions angulaires analysées aux maxima des diverses courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ présentent des largeurs à mi-hauteur très voisines de celles correspondant aux orifices de définition des faisceaux moléculaires (figure 50), ce qui montre leur nature moléculaire. Cette propriété reste vraie pour $x_E > (x_E)_{\max}$.

Nous avons aussi examiné directement l'influence de P_0 à x_E constant. La figure 51 donne un réseau de courbes $I = f'(P_0)_{x_E}$ obtenues pour différentes valeurs de x_E . Les résultats font apparaître des écarts importants par rapport à la droite prévue théoriquement (voir figure 41-A) et en particulier un maximum et un minimum. Ce dernier détermine la limite supérieure de P_0 à partir de laquelle le profil du jet moléculaire devient très large dans la chambre de détection.

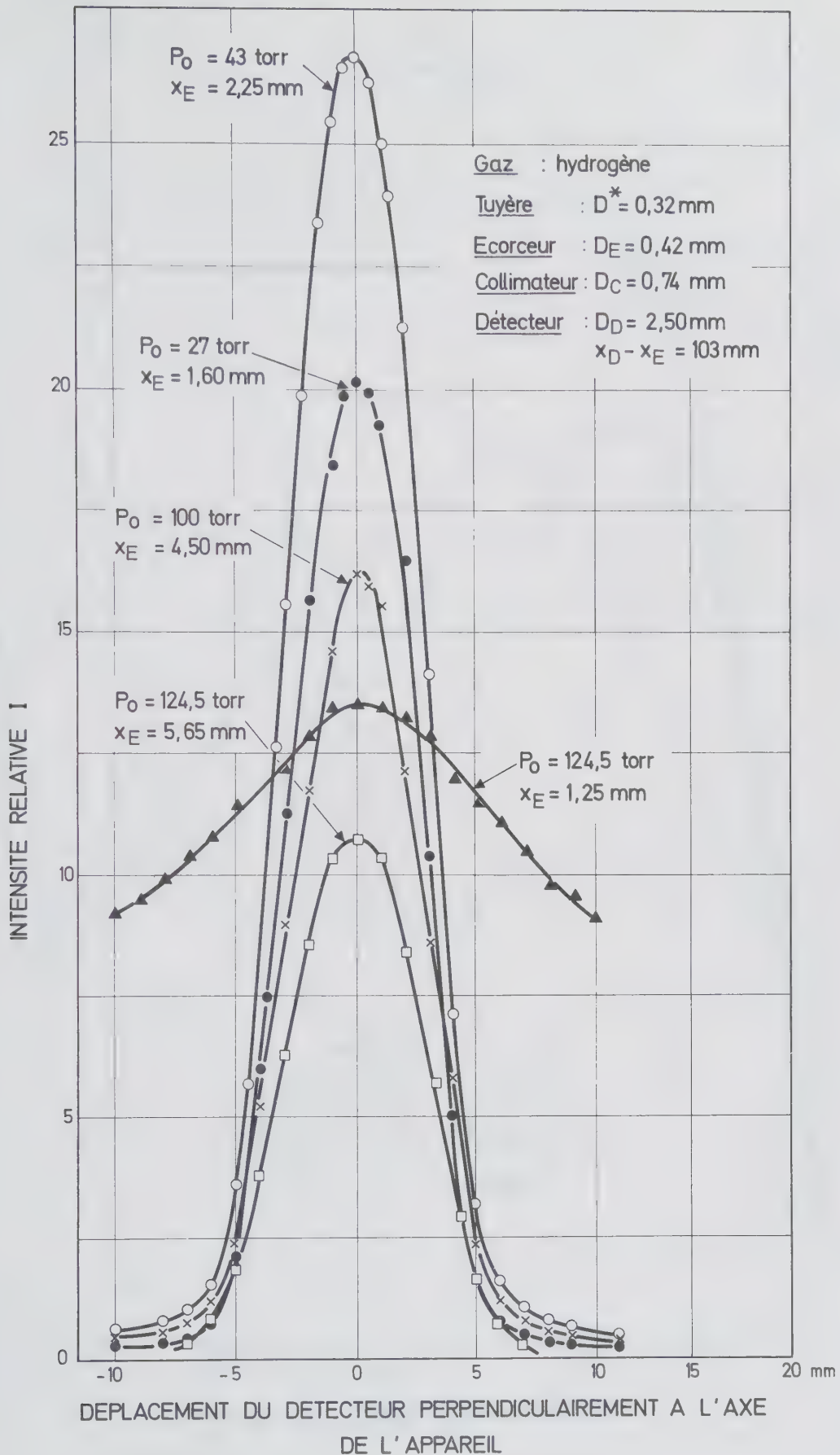


Figure 50 - Distributions angulaires de jets moléculaires d'hydrogène obtenus avec une tuyère convergente-divergente (figure 2,e)

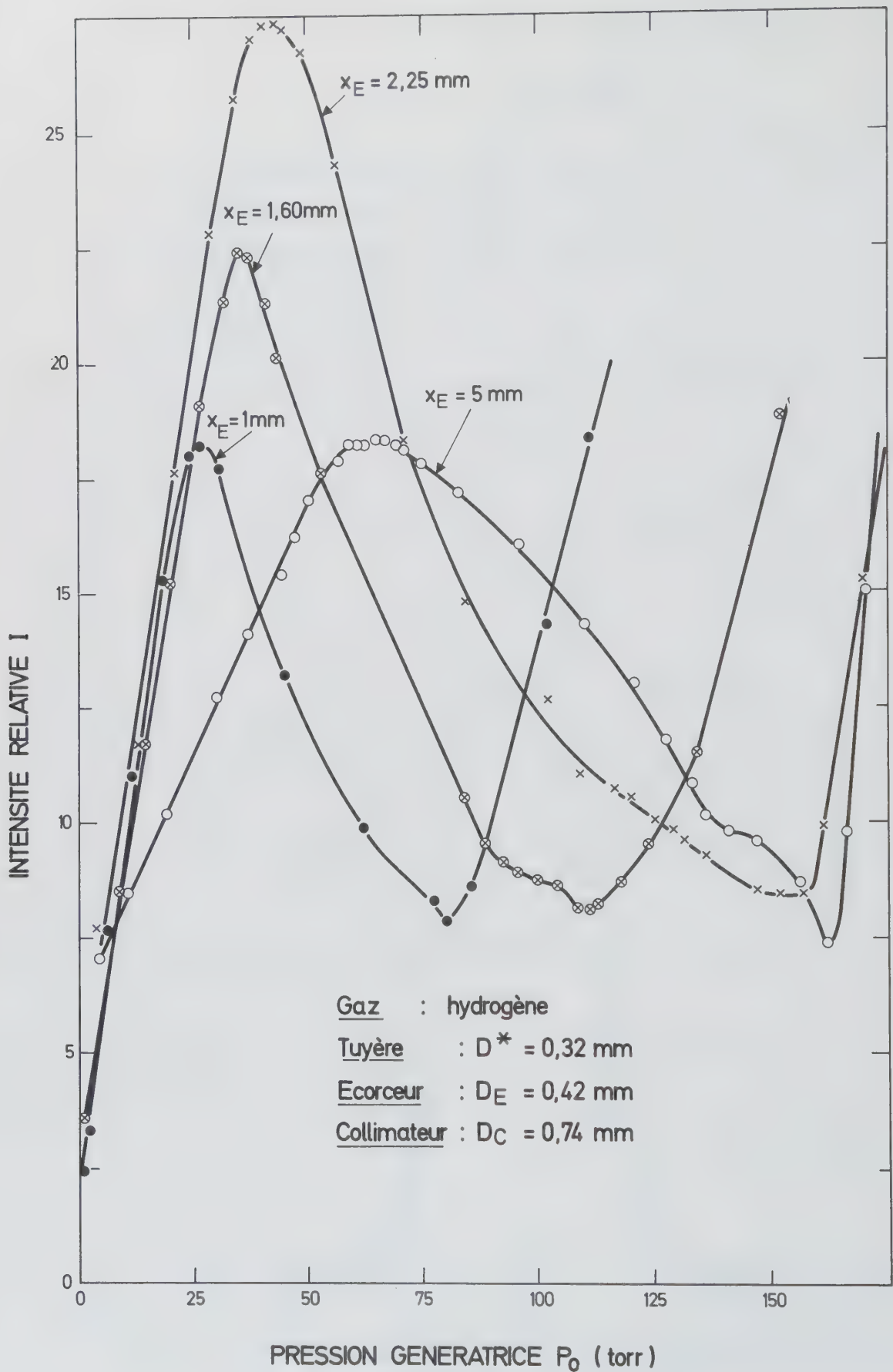


Figure 51 - Courbes $I=f'(P_0)_{x_E}$ obtenues pour l'hydrogène avec une tuyère convergente-divergente (figure 2,e)

Nous verrons au cours de l'étude suivante que les courbes du type $I = f(x_E/D^*)_{P_O}$ ou $I = f'(P_O)_{x_E}$ ont presque toujours la même forme générale qui a aussi été trouvée dans de très nombreux laboratoires. Cependant nos résultats se distinguent de ceux obtenus par ailleurs, par les points suivants :

1° - Nos courbes présentent des pics et des minima généralement beaucoup plus prononcés que ceux trouvés par d'autres chercheurs,

2° - Comme le montrent les figures 49 et 51, il existe des valeurs optimales pour la pression génératrice P_O et la distance tuyère écorceur x_E , ou encore un maximum maximorum de coordonnées $(P_O)_{opt}$ et $(x_E)_{opt}$ que nous avons étudié tout spécialement. On peut signaler cependant que ce pic a été retrouvé récemment par BOSSEL et al. (1969), HAGENE et al. (1969a et b).

III - ESSAIS CONCERNANT LA GEOMETRIE DE LA TUYERE (CAMPARGUE, 1966a)

Des réseaux de courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_O}$ ont été tracés pour différentes formes de tuyères représentées sur la figure 2 et ayant approximativement le même diamètre D^* . Le tableau IV permet de comparer les intensités de jets moléculaires ainsi obtenues, avec chaque tuyère, dans les conditions optimales. Nous avons fait deux séries d'expériences correspondant à $D^* \approx 0,50$ et $D^* \approx 0,30$ mm. Les résultats concernant l'hydrogène et l'argon sont exprimés en valeurs relatives et chaque gaz doit être considéré séparément.

Tableau IV

Influence de la géométrie de la tuyère sur l'intensité I du jet moléculaire :

Forme de la tuyère	Dimensions de la tuyère	Intensité I	
		Hydrogène	Argon
Ouverture en paroi mince (figure 2,c)	$D^* = 0,49$ mm $L_O = 0,41$ mm	12,7	16,5
Convergent-divergent (figure 2,e)	$D^* = 0,50$ mm	16,1	15,8
Convergent-conique (figure 2,b')	$D^* = 0,47$ mm	22,2	24,6
Capillaire (figure 2,d)	$D^* = 0,50$ mm $L_O = 5$ mm	27,3	33,3
Convergent-divergent (figure 2,e)	$D^* = 0,32$ mm	27,3	24,3
Capillaire (figure 2,d)	$D^* = 0,30$ mm $L_O = 0,90$ mm	35	39

Nous avons aussi montré que la partie divergente d'une tuyère convergente (figure 2,e) peut être réduite progressivement jusqu'au col, sans qu'il en résulte des variations appréciables pour l'intensité I . Ce résultat est en accord avec ceux de BECKER et BIER (1954).

D'après le tableau IV, les jets moléculaires les plus intenses sont produits à l'aide de tubes capillaires. Ces derniers se distinguent en particulier très nettement des ouvertures circulaires pratiquées dans une paroi mince. Afin d'examiner les cas intermédiaires entre ces deux extrêmes, nous avons étudié l'influence de la longueur L_0 du capillaire sur l'intensité I du jet moléculaire. Pour cela, on a comparé au maximum maximorum les résultats obtenus à l'aide de capillaires de même diamètre $D^* \approx 0,20$ mm et de longueur : $0,2 < L_0 < 45$ mm. Nous avons employé soit des tubes en laiton, soit des tubes calibrés en verre. Avant d'être fixés sur un support servant de réservoir ils étaient placés sur l'axe de l'appareil grâce à un fil métallique tendu qui les traversait et était retiré après serrage. Les coordonnées du maximum maximorum sont telles que $(x_E)_{opt}$ ne semble pas dépendre de L_0 , tandis que $(P_0)_{opt}$ est une fonction croissante de cette longueur. Les résultats (figure 52) sont donnés en valeurs relatives pour l'hydrogène et l'argon qui doivent encore être considérés séparément. Ils montrent l'avantage des capillaires de longueur au moins égale à environ deux fois le diamètre ($L_0 \geq 2 D^*$).

On sait que le nombre de Mach augmente avec la distance à la tuyère exprimée en diamètres D^* (chapitre 3). Il semble donc intéressant de prendre pour D^* des valeurs très faibles. Dans le cas des capillaires en particulier, nous avons obtenu pour l'hydrogène et l'argon, un gain d'intensité voisin de 3 en réduisant D^* de 1 à 0,1 mm (figure 53).

Ces résultats relatifs à la production de jets moléculaires intenses à l'aide de capillaires ont été confirmés par d'autres chercheurs et en particulier par MORAN (1968) et TRILLING et al. (1969), qui utilisent actuellement des seringues hypodermiques comme tuyères.

Après avoir mis en évidence cet avantage non négligeable des tubes capillaires, nous avons préféré poursuivre notre étude à l'aide de tuyères soniques permettant d'utiliser les résultats connus du jet libre (chapitre 3). Le type convergent conique formé avec un écorceur renversé (figure 2,b') semble donner les pics les plus aigus pour les courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ et $I = f'(P_0)_{x_E}$ et a été le plus souvent employé.

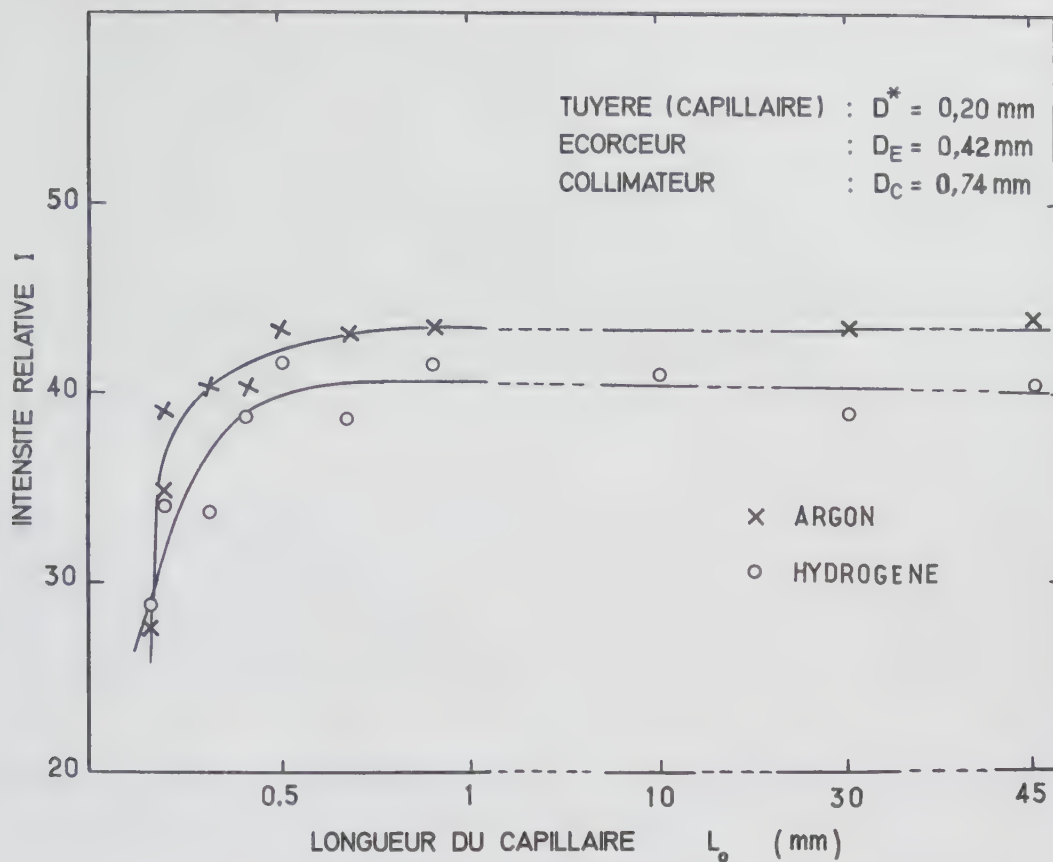


Figure 52 - Influence de la longueur du tube capillaire utilisé comme tuyère, sur l'intensité de jets moléculaires d'hydrogène et d'argon

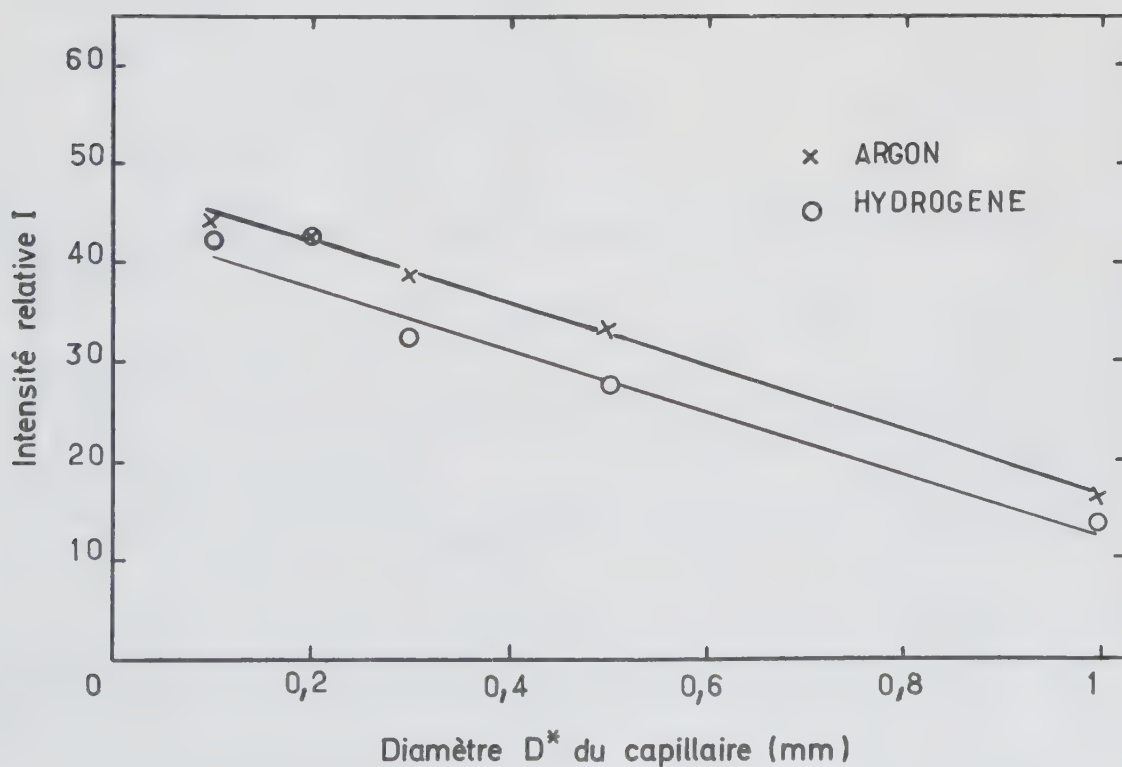


Figure 53 - L'intensité d'un jet moléculaire augmente quand on réduit le diamètre D^* du capillaire utilisé comme tuyère

Chapitre 12

GENERALITES SUR UNE ETUDE DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES PRODUITS A L'AIDE DE TUYERES SONIQUES

I - DEUX GROUPES DE PARAMETRES A ETUDIER

Nous avons essayé de comprendre le fonctionnement de nos générateurs et par suite d'augmenter le plus possible l'intensité des jets moléculaires produits. Pour cela, nous avons examiné l'influence sur cette intensité, de très nombreux facteurs géométriques et physiques, qui peuvent être séparés en deux groupes.

A - Paramètres liés au jet libre non perturbé à l'entrée de l'écorceur (1er groupe)

Ces paramètres définissent le jet supersonique libre à l'entrée de l'écorceur, tel qu'il serait s'il n'y avait pas d'interaction avec ce diaphragme et si la détente se produisait dans un vide parfait ($P_1 = 0$) ou encore dans une "zone de silence" (SHERMAN 1963a). Cet état du jet libre non perturbé à l'orifice d'extraction dépend :

- du diamètre D^* de la tuyère,
- de la pression génératrice P_0 ,
- de la distance tuyère-écorceur x_E ,
- de la nature du gaz (masse moléculaire M , coefficient de viscosité η_0 , rapport γ des chaleurs spécifiques).

B - Paramètres étrangers au jet libre non perturbé à l'entrée de l'écorceur (2ème groupe)

Nous avons rassemblé dans ce deuxième groupe, des facteurs de perturbation du jet idéalement défini ci-dessus. Ils sont liés à l'existence de pressions résiduelles non nulles dans les chambres successives (tout particulièrement la première) et à la présence des deux diaphragmes d'extraction (surtout l'écorceur). Les divers facteurs à étudier sont donc :

- les pressions résiduelles P_1 , P_2 et P_3 dans les chambres successives,
- les caractéristiques géométriques de l'écorceur déjà définies :

$$D_E, \alpha_{int}, \alpha_{ext}, L_{int}, L_{ext}, \delta_E$$

- la position $x_C - x_E$ et le diamètre D_C du collimateur (sa géométrie est peu importante puisque le gaz est en régime moléculaire au niveau de son orifice).

II - DIFFICULTES ET METHODE POUR ETUDIER LES EFFETS DES DIVERS PARAMETRES INDEPENDAMMENT LES UNS DES AUTRES

Le jet libre non perturbé ne peut être produit au laboratoire. Il est facile de maintenir constants les facteurs liés au jet (P_0 , T_0 , D^* , x_E , nature du gaz) pendant l'étude des perturbations dues aux facteurs qui lui sont étrangers. Mais ces derniers dépendant parfois des premiers (il en est ainsi pour P_1 , P_2 , P_3), l'inverse est difficilement réalisable. Nous avons cependant tenté de le faire dans des conditions où les paramètres du deuxième groupe avaient une influence négligeable par rapport aux effets observés, ou gardaient des valeurs constantes au cours des expériences. Mais la principale difficulté est liée à la pression P_1 dans la chambre de détente.

A - Perturbations ayant une influence négligeable par rapport aux effets observés

Les pressions résiduelles P_2 et P_3 ne sont pas constantes quand on fait varier l'un des paramètres P_0 , D^* ou x_E , tout en fixant les autres facteurs étrangers au jet libre non perturbé. Ces pressions résiduelles varient encore lorsque les facteurs du premier groupe sont constants et que l'on fait varier certains du deuxième groupe, comme D_E et D_C . Cependant les effets qui en découlent sont très faibles et le plus souvent négligeables par rapport aux phénomènes étudiés. On verra au chapitre 14 que cela résulte du faible parcours du jet dans la deuxième chambre ($x_C - x_E = 12$ mm) et de la basse pression régnant dans la troisième : $10^{-6} < P_3 < 10^{-5}$ torr.

Dans une étude comparative entre divers gaz, on évitera cependant, dans les chambres 2 et 3, de pratiquer le cryopompage dont l'action serait très différente selon la nature du gaz.

B - Perturbations ayant une influence constante pendant l'étude relative aux paramètres du premier groupe

Les résultats qui vont être présentés ont été obtenus avec une même géométrie extérieure au jet et un même détecteur.

1° - Géométrie extérieure au jet

Elle comprend un écorceur caractérisé par :

$D_E = 0,42$ mm	$\delta_E \approx 2$ μ
$L_{int} = 11$ mm	$\alpha_{int} = 50^\circ$
$L_{ext} = 6$ mm	$\alpha_{ext} = 70^\circ$

et un collimateur de mêmes caractéristiques que l'écorceur (à l'exception de $D_C = 0,74$ mm) et situé à la distance $x_C - x_E = 12$ mm.

2° - Détecteur

Nous avons utilisé le détecteur à ionisation (chapitre 10), muni du tube collecteur T_{12} placé à la distance $x_D - x_E = 103$ mm de l'écorceur.

Les résultats seront donnés le plus souvent en unités arbitraires. Ainsi, on ne pourra généralement comparer les flux obtenus avec deux gaz différents. Ces mesures en valeurs relatives sont suffisantes pour étudier les facteurs mentionnés

ci-dessus et pour faire une "optimisation". Les valeurs absolues des intensités des jets moléculaires produits, ont cependant été calculées dans quelques cas particuliers que nous donnerons.

Nous avons vérifié que des résultats qualitativement semblables à ceux que nous allons présenter, peuvent être obtenus en modifiant la position du détecteur sur l'axe de l'appareil, en variant la fraction de jet moléculaire prise par le collecteur et les dimensions de ce dernier qui dans certains cas pouvait détecter le jet moléculaire dans sa totalité.

C - Recherche d'un invariant lié à la pression P_1 dans la chambre de détente

1° - Etude pour un gaz donné

Le débit de la tuyère étant proportionnel à $P_0 D_{eff}^{*2}$, la pression P_1 dépend des paramètres P_0 et D^* . Cependant, pour une vitesse de pompage sensiblement constante dans un domaine de pression P_1 donnée, cette dépendance est très simple et telle que :

$$\frac{P_0 D_{eff}^{*2}}{P_1} \approx Cte$$

ou encore : $x_M \approx Cte$

Effectivement, nous avons vérifié que ce paramètre donnant la position du disque de Mach, peut être maintenu grossièrement constant à l'aide de la pompe Hg 45 utilisée, ou encore en pratiquant le cryopompage avec le piège extérieur R_{ext} ou le réservoir R_{int} (figure 44).

2° - Etude comparative faite avec plusieurs gaz

Pour faire cette étude, nous avons dû exclure le cryopompage possible à l'aide de R_{int} et de R_{ext} , afin d'éviter des effets de pompage qui pourraient être très préférentiels. Il subsiste cependant des discriminations dues à la pompe Hg 45 dont la vitesse de pompage dépend de la nature du gaz.

En négligeant la fraction de gaz $\dot{N}_E \approx \dot{m}/100$ traversant l'écorceur, on peut confondre le débit massique de la pompe Hg 45 avec le débit massique réel de la tuyère. L'expression de ce dernier s'obtient en remplaçant D^* par D_{eff}^* dans la relation (18) :

$$\dot{m} = P_0 \sqrt{M} \frac{\pi D_{eff}^{*2}}{4} \left[\frac{\gamma}{RT_0} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \right]^{1/2} \quad (92)$$

Si le gaz de la chambre de détente est évacué à la pression P_1 et à la température $T_1 = T_0$, la vitesse de pompage λ_1 a pour expression :

$$\lambda_1 = \frac{\dot{m}}{M} \frac{RT_1}{P_1} = \frac{\dot{m}}{M} \frac{RT_0}{P_1}$$

ou encore d'après (92) et (23) :

$$\lambda_1 = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\sqrt{M}} \frac{P_0 D_{eff}^{*2}}{P_1} \left[\gamma RT_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \right]^{1/2}$$

$$\lambda_1 = \frac{9\pi}{16} \frac{1}{\sqrt{M}} x_M^2 \left[\gamma RT_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \right]^{1/2} \quad (93)$$

Il semble donc difficile de faire varier la nature du gaz (M, γ) en maintenant λ_1 constant.

Afin de savoir dans quelles conditions il est possible de faire une étude comparative entre plusieurs gaz, divers essais ont été faits pour connaître λ_1 . Ces expériences ont été effectuées en prenant pour chaque tuyère ($D^* = 0,47$ et $0,83$ mm), et pour chaque gaz examiné, une pression génératrice voisine de celle donnant le maximum maximorum : $P_0 \approx (P_0)_{opt}$. On a déterminé dans chaque cas le débit volumique $\dot{V}$ de la tuyère (voir chapitre 2) et mesuré avec précision à l'aide d'une jauge de Mac Léod, la pression P_1 dans la chambre de détente. Ainsi, on a pu calculer la vitesse de pompage λ_1 à la pression P_1 .

Le tableau V donne, pour divers gaz, les pressions génératrices utilisées et les valeurs déterminées pour $\dot{V}$, P_1 et λ_1 . On remarque que cette dernière grandeur varie beaucoup avec la nature du gaz. Le libre parcours moyen dans le gaz résiduel de la première chambre a été déduit de P_1 à partir de la relation (97) du chapitre 13. Les résultats font apparaître deux groupes de gaz dans lesquels λ_1 subit des variations assez faibles. Mais pour les gaz rares et l'hydrogène ($\gamma = 5/3$), ce paramètre est trois à cinq fois plus grand que pour les autres molécules ($\gamma = 7/5$). Cette classification où H_2 occupe une place inattendue, sera discutée au chapitre 16.

Tableau V

D^* (mm)	GAZ	$P_0 \approx (P_0)_{opt}$ (torr)	$\dot{V}$ (l.h ⁻¹ , PTN)	P_1 (10 ⁻² torr)	λ_1 (mm)	λ_1 (l.s ⁻¹ à P_1)	$\frac{P_0}{P_1}$	x_M (mm)
0,47	He	18,8	6,4	7,53	1,91	17,9	249,5	4,97
"	Ar	5,12	0,62	2,25	2,3	5,82	225	4,72
"	H ₂	13	6,2	5,3	1,73	24,7	245,5	4,93
0,83	He	8,62	9,1	9,80	1,47	19,6	87,9	5,21
"	He	8,40	8,9	9,58	1,5	19,6	87,6	5,20
"	H ₂	6,02	9,5	7,02	1,31	28,6	85,8	5,15
"	H ₂	6,48	10	7,25	1,27	29,1	89,3	5,25
0,47	N ₂	47,2	6,84	10,6	0,460	14,4	445,3	6,64
"	CO ₂	39,3	4,58	7,81	0,416	12,4	503,2	7,07
0,83	N ₂	14,6	6,75	10,38	0,470	13,7	140,6	6,59
"	N ₂	14,75	6,82	10,47	0,464	13,7	140,9	6,60
"	CO ₂	12,82	4,73	7,87	0,413	12,7	162,9	7,08
"	CO ₂	12,82	4,73	7,90	0,411	12,6	162,3	7,10

Nous avons aussi calculé le rapport de détente P_0/P_1 . On remarque que, pour une même valeur de D^* , il est grossièrement constant dans chaque groupe de gaz.

Mais il varie du simple au double en passant de $\gamma = 5/3$ à $\gamma = 7/5$. Afin d'essayer d'éliminer les différences dues à D^* , nous avons finalement calculé x_M qui apparaît grossièrement constant dans chaque groupe de gaz.

Ainsi, pour γ et T_0 donnés, on a :

$$x_M \approx \text{Cte}$$

et on déduit de la relation (93) :

$$\lambda_1 \sqrt{M} \approx \text{Cte}$$

Les résultats qui vont être présentés seront donc valables (sauf indication contraire) pour une valeur grossièrement constante de x_M . Cette invariance est bien plus intéressante que ne le serait celle de la vitesse de pompage λ_1 .

Chapitre 13

ETUDE DES FACTEURS DEFINISSANT LE JET LIBRE NON PERTURBE A L'ENTREE DE L'ECORCEUR (PARAMETRES DU PREMIER GROUPE)

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus à température ambiante, c'est-à-dire avec une température génératrice constante $T_0 \approx 293^\circ\text{K}$. Les tuyères utilisées sont toutes "soniques" et du type représenté sur la figure 2b', au chapitre 2. Enfin les paramètres étrangers au jet libre non perturbé à l'orifice de l'écorceur, ont été maintenus constants, comme c'est indiqué au chapitre précédent.

Nous avons examiné l'influence des facteurs P_0 , x_E et D^* sur l'intensité du jet moléculaire. Cette étude a été faite avec 24 gaz différents que nous avons comparés d'abord à γ constant et ensuite en faisant varier ce rapport des chaleurs spécifiques.

I - ETAT DU JET LIBRE NON PERTURBE A L'ENTREE DE L'ECORCEUR

La densité numérique n_E et la température T_E sont données respectivement par les relations (14) et (11), en fonction des conditions génératrices (P_0, T_0) et du nombre de Mach M_E qui dépend de x_E/D^* et de γ (chapitre 3). Il existe également un autre paramètre important qui est le libre parcours moyen λ . Celui-ci est bien défini à température ambiante T_0 , mais plus difficilement accessible aux basses températures T_E .

A - Difficultés pour obtenir λ_E à l'entrée de l'écorceur

Avec le modèle des sphères rigides non attractives de diamètre d , le libre parcours moyen a pour expression :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n} \quad (94)$$

Le diamètre de collision d n'est pas directement accessible mais nous pouvons exprimer λ en fonction de grandeurs mesurables. En effet, la loi de MAXWELL sur la viscosité s'écrit :

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{c} \lambda \quad (95)$$

Elle a été remplacée, à la suite de la théorie de CHAPMAN-ENSKOG, par :

$$\eta = 0,499 \rho \bar{c} \lambda \quad (96)$$

avec (48) : $\bar{c} = \left(\frac{8RT}{\pi M} \right)^{1/2}$

et : $\rho = \frac{PM}{RT}$

On peut en déduire (DUSHMAN, 1962, p.30)

$$\lambda \text{ (cm)} = \frac{8,589 \eta \text{ (poises)}}{P \text{ (mmHg)}} \sqrt{\frac{T}{M(g)}} \quad (97)$$

Ainsi, par exemple dans un état générateur à température ambiante, il est facile de calculer λ_0 à partir des données expérimentales P_0 , T_0 et η_0 .

En combinant les relations :

$$\lambda = 1/\sqrt{2} \pi d^2 n$$

et $\eta = 0,499 \rho \bar{c} \lambda$ où $\rho = nm$

on trouve encore :

$$\eta \sim \frac{(mT)^{1/2}}{d^2}$$

L'expérience confirme bien que η est indépendant de la pression mais ses variations en fonction de la température ne sont pas aussi simples ; il varie comme T^ω , avec $0,6 < \omega < 1$. Il est donc difficile d'atteindre λ_E , les coefficients de viscosité n'étant pas généralement mesurés aux basses températures T_E .

Pour résoudre ce problème, on peut remplacer le modèle des sphères rigides non attractives, par un champ de forces attractives et répulsives existant entre deux molécules réelles (voir HIRSCHFELDER, CURTISS et BIRD, 1954 ; BIRD, STEWART et LIGHTFOOT, 1962). Ces forces dérivent d'un potentiel d'interaction ψ utilisé pour exprimer η dans la théorie de CHAPMAN-ENSKOG.

$$F = - d\psi/dr$$

r étant la distance entre molécules. Il existe pour $\psi(r)$ une très bonne expression empirique qui est le potentiel de LENNARD-JONES :

$$\psi(r) = 4 \epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad (98)$$

avec σ : diamètre caractéristique de la molécule ou diamètre de collision qui est tel que $\psi(\sigma) = 0$

ϵ : énergie caractéristique d'interaction ou énergie d'attraction maximale.

Les valeurs de σ et ϵ sont connues pour beaucoup de substances (BIRD et al., 1962, tableau B-1). Pour un gaz quelconque (monoatomique ou polyatomique), le coefficient de viscosité peut s'écrire

$$\eta = 2,6693 \cdot 10^{-5} \frac{(MT)^{1/2}}{\sigma^2 \Omega_\eta} \quad (99)$$

avec η en $\text{g.cm}^{-1}.\text{s}^{-1}$, σ en $\text{\AA}$

et Ω_η étant une fonction décroissant lentement quand $\frac{kT}{\epsilon}$ augmente (BIRD et al., 1962, tableau B-2).

Le fait de remplacer les molécules réelles par des sphères rigides de diamètre

d = σ , revient à faire $\Omega_\eta = 1$. Ainsi la fonction Ω_η tient compte dans les sections efficaces de collision, des écarts que présentent les molécules réelles par rapport à ces molécules fictives.

B - Calcul de λ_E

a) - Cas des molécules fictives ($\Omega_\eta = 1$)

En supposant que les sections efficaces de collision soient indépendantes de T, les relations (94) et (14) donnent immédiatement :

$$\frac{\lambda_E}{\lambda_o} = \frac{n_o}{n_E} = \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} m_E^2 \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (100)$$

b) - Cas des molécules réelles ($\Omega_\eta \neq 1$)

On a alors :

$$\lambda = \frac{1}{\pi \sqrt{2} \sigma^2 \Omega_\eta n} \quad (101)$$

et par suite :

$$\frac{\lambda_E}{\lambda_o} = \frac{n_o}{n_E} \cdot \frac{\Omega_{\eta_o}}{\Omega_{\eta_E}} \quad (102)$$

avec

$$\frac{\Omega_{\eta_o}}{\Omega_{\eta_E}} = \left(\frac{T_o}{T_E} \right)^{-\omega'} \quad (103)$$

L'exposant ω' n'est pas le même pour tous les gaz, car Ω_η est une fonction de kT/ϵ où ϵ est caractéristique du gaz. Des valeurs de ω' peuvent être déduites de celles de $\omega = \omega' + 0,5$ données par exemple par CHAPMAN et COWLING (1953, pp. 221-223).

Nous avons fait des calculs en prenant comme d'autres auteurs auparavant, une même valeur $\omega' = 1/3$ pour tous les gaz. Ainsi, le libre parcours moyen à l'entrée de l'écorceur a pour expression :

$$\lambda_E = \lambda_o \frac{n_o}{n_E} \left(\frac{T_o}{T_E} \right)^{-1/3} \quad (104)$$

$$\begin{aligned} \lambda_E &= \lambda_o \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} m_E^2 \right]^{\frac{1}{\gamma-1} - \frac{1}{3}} \\ \lambda_E &= \lambda_o \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} m_E^2 \right]^{\frac{4-\gamma}{3(\gamma-1)}} \end{aligned} \quad (105)$$

II - INFLUENCE DES PARAMETRES P_o ET x_E SUR L'INTENSITE DU JET MOLECULAIRE

Nous avons tracé, comme pour la tuyère convergente-divergente (chapitre 11), des courbes :

$$I = f(x_E/D^*) P_o$$

et $I = f'(P_o) x_E$

à l'aide d'un montage comprenant :

- une tuyère convergente conique (figure 2b') de diamètre $D^* = 0,47$ mm ;
- un écorceur caractérisé par les paramètres géométriques suivants :

$$\begin{aligned} D_E &= 0,42 \text{ mm}, & \delta_E &\approx 2\mu \\ L_{\text{ext}} &= 6 \text{ mm}, & \alpha_{\text{ext}} &= 70^\circ \\ L_{\text{int}} &= 11 \text{ mm}, & \alpha_{\text{int}} &= 50^\circ \end{aligned}$$

- et un collimateur de diamètre $D_C = 0,74$ mm ayant la même géométrie que l'écorceur et placé à la distance $x_C - x_E = 12$ mm de ce dernier. Le détecteur à ionisation employé était le même que dans l'étude préliminaire (chapitre 11) et encore placé tel que $x_D - x_E = 103$ mm.

Les deux familles de courbes ainsi obtenues sont représentées sur les figures 54 et 55, pour l'hydrogène. Un réseau $I = f(x_E/D^*)_P$ déjà publié (CAMPARGUE, 1967b) est aussi donné pour l'argon (figure 56). Enfin, la figure 57 montre un réseau de même forme générale, trouvé par NENNER pour l'azote, à l'aide de notre deuxième appareil fonctionnant aussi avec une tuyère convergente conique (figure 2 b').

Les deux réseaux de courbes présentés ici, ainsi que beaucoup d'autres étudiés avec différents gaz et divers diamètres D^* , ont toujours la même forme générale obtenue initialement à l'aide d'une tuyère convergente-divergente (chapitre 11). Comme dans ce dernier cas, nous avons observé que le jet moléculaire est bien défini selon la géométrie de l'appareil, pour toutes les régions des courbes, à l'exception :

- de la première partie décroissante de $I = f(x_E/D^*)_P$ existant aux faibles distances x_E
- et de la deuxième partie croissante de $I = f'(P_O)_{x_E}$ apparaissant aux fortes pressions P_O .

Des familles de courbes qualitativement semblables ont été trouvées dans d'autres laboratoires, à l'aide d'appareils fonctionnant avec des pressions P_1 généralement beaucoup plus faibles. Cependant, nos résultats présentent les particularités suivantes :

1° - Les courbes ont des maxima et des minima généralement beaucoup plus prononcés que ceux obtenus par d'autres chercheurs. Ces derniers ont trouvé le plus souvent des formes très arrondies qui ne présentent pas toujours de minima surtout pour $I = f'(P_O)_{x_E}$.

2° - Il apparaît dans tous les cas des valeurs optimales pour P_O et x_E , ou encore un maximum maximorum de coordonnées $(P_O)_{\text{opt}}$ et $(x_E)_{\text{opt}}$ qu'il est facile de connaître avec précision. Les autres pics sont aussi assez aigus pour être définis convenablement. On a déjà signalé que le maximum maximorum a été retrouvé récemment par BOSSEL et al. (1969) et HAGENE et al. (1969, a et b).

III - INFLUENCE DU DIAMETRE D^* DE LA TUYERE SUR L'INTENSITE DU JET MOLECULAIRE

Dans les conditions expérimentales où $x_M \approx \text{Cte}$, les nombres de Mach, accessibles en amont du choc normal, sont d'autant plus grands que D^* est plus faible car $\propto$ croît avec x/D_{eff}^* . L'intensité d'un jet moléculaire supersonique étant

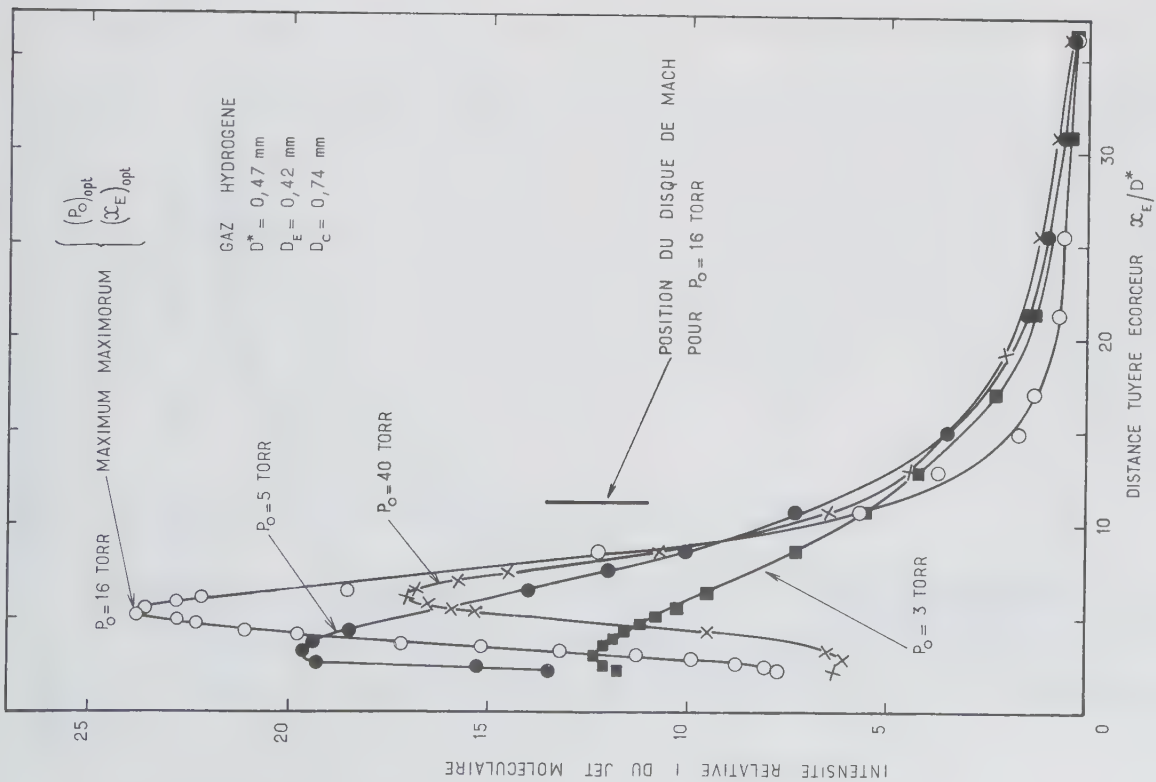


Figure 54 - Courbes $I = f(x_e/D^*) P_0$ obtenues pour l'hydrogène avec une tuyère sonique (figure 2 b')

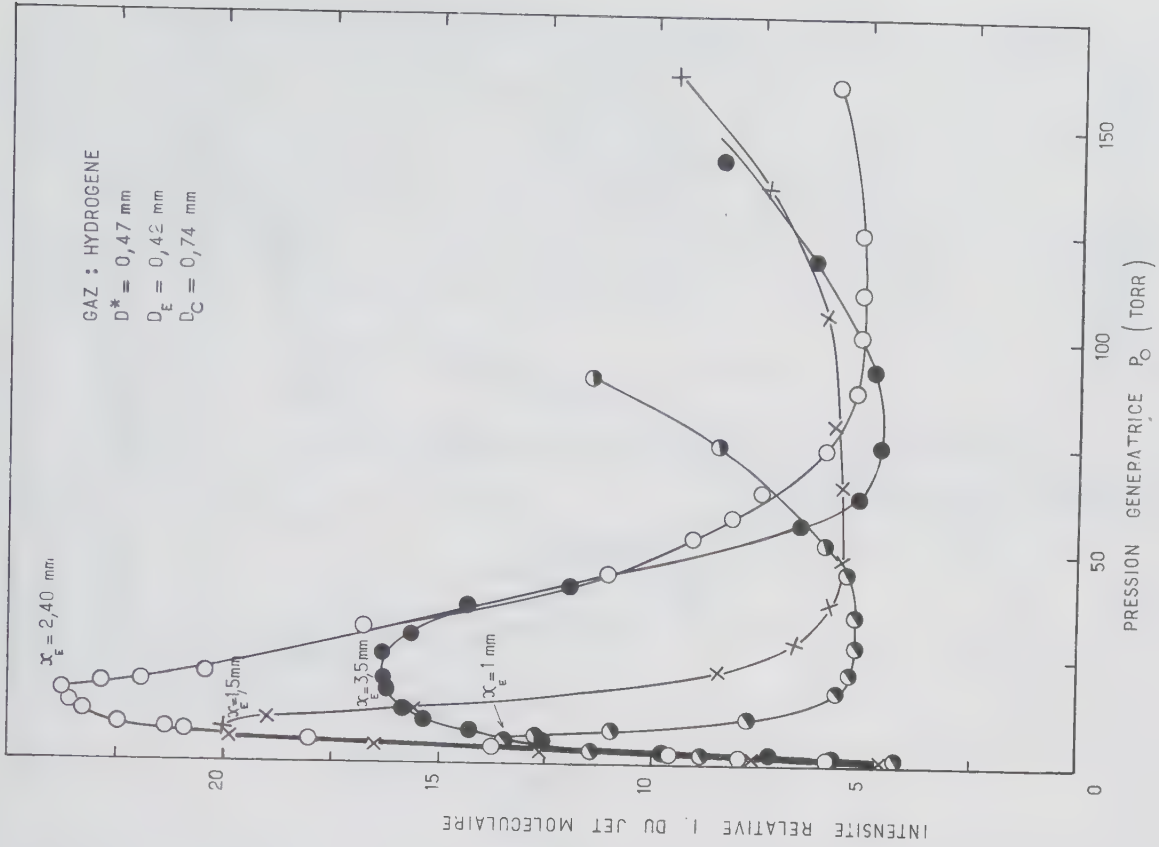


Figure 55 - Courbes $I = f(P_0) x_e$ obtenues pour l'hydrogène avec une tuyère sonique (figure 2 b')

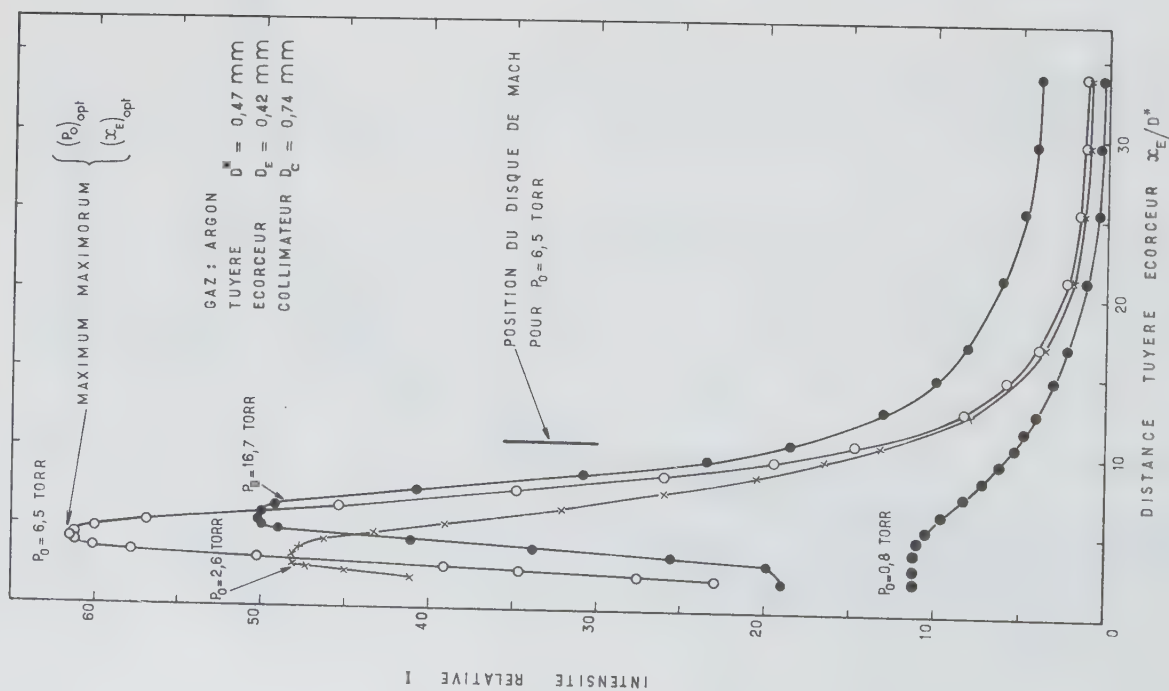


Figure 56 - Courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ obtenues pour l'argon avec une tuyère sonique (figure 2 b')

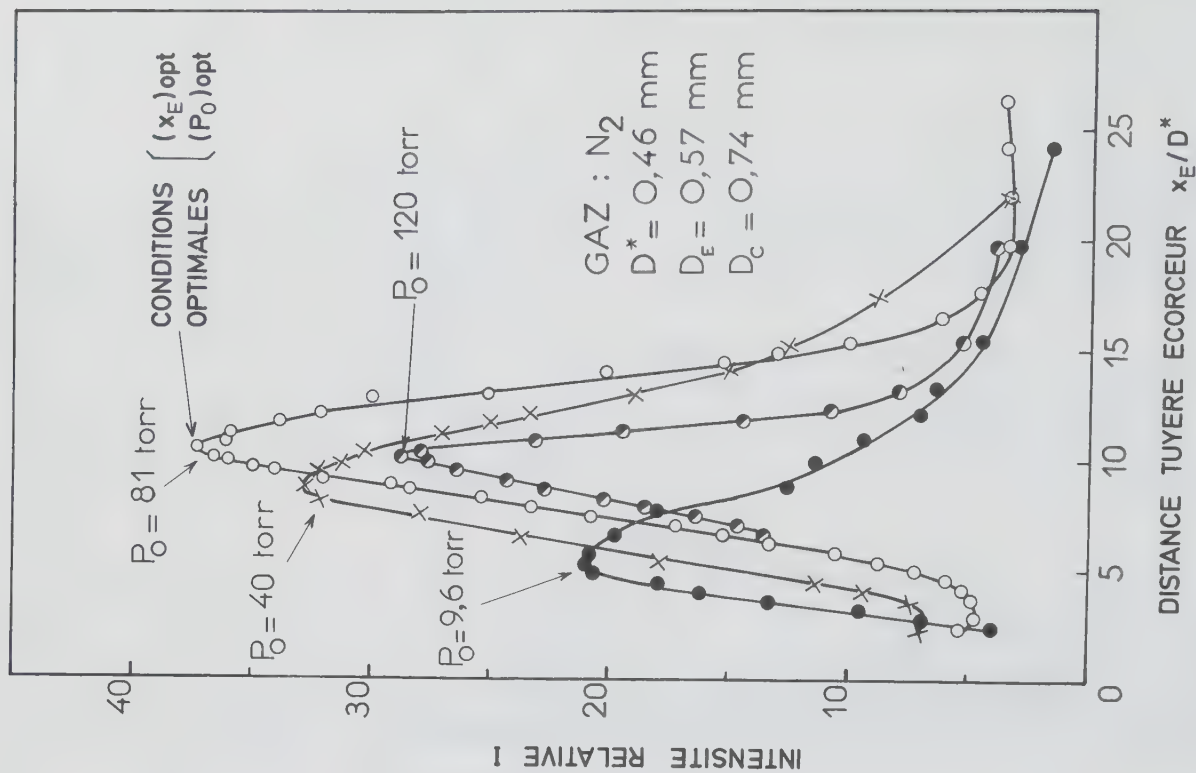


Figure 57 - Courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ obtenues pour l'azote par NENNER, à l'aide du deuxième appareil fonctionnant avec une tuyère sonique

théoriquement proportionnelle à $\mathcal{M}_E^2$, il semble intéressant d'employer des tuyères soniques de très petits diamètres.

Nous avons déjà montré (figure 53) qu'en réduisant de 1 à 0,1 mm le diamètre d'un tube capillaire servant de tuyère, on pouvait gagner un facteur voisin de 3 dans l'intensité du jet moléculaire. Nous avons fait des observations semblables avec les tuyères soniques utilisées dans cette étude. Signalons par exemple que le gain augmente de 50 à 60 % quand D^* diminue de 0,83 à 0,47 mm.

Ces comparaisons ont toujours été faites dans les conditions donnant le maximum maximum dont les coordonnées varient en fonction de D^* . Nous allons voir maintenant comment $(x_E)_{opt}$, $(P_o)_{opt}$ et D^* sont liés entre eux.

IV - RELATION ENTRE D^* ET LES CONDITIONS OPTIMALES $(x_E)_{opt}$ ET $(P_o)_{opt}$ OBTENUES POUR UN GAZ DONNE

Avec les diverses valeurs de D^* utilisées, nous avons trouvé grossièrement au maximum maximum : $P_1 \approx \text{Cte}$. Les conditions expérimentales étant telles que $x_M \approx \text{Cte}$, on en déduit :

$$(P_o)_{opt} D^{*2} \approx \text{Cte}$$

Contrairement à $(P_o)_{opt}$, $(x_E)_{opt}$ varie très peu avec D^* , si les autres paramètres restent constants. Cependant la relation :

$$\frac{(P_o)_{opt} D^{*2}}{(x_E^2)_{opt}} \approx \text{Cte} \quad (106)$$

est bien mieux vérifiée que la précédente. Nous allons le montrer en examinant de nombreux gaz. De plus, nous essaierons d'introduire leurs caractéristiques (masse moléculaire M , coefficient de viscosité η_o et rapport des chaleurs spécifiques γ) dans l'expression ci-dessus.

V - RELATION ENTRE D^* , $(x_E)_{opt}$, $(P_o)_{opt}$ ET LES CARACTERISTIQUES DU GAZ (M , η_o , γ)

A l'aide du montage décrit au paragraphe II de ce chapitre, nous avons déterminé avec précision les coordonnées du maximum maximum pour les diamètres de tuyère $D^* = 0,47$ mm et $D^* = 0,83$ mm. Les résultats sont donnés pour 24 gaz dans le tableau VI contenant aussi les masses moléculaires M , les coefficients de viscosité η_o et les valeurs de γ considérées en négligeant les degrés de liberté de vibration des molécules. On montrera (chapitre 16) que les contributions rotationnelles dans les chaleurs spécifiques totales, peuvent aussi être négligées pour H_2 et D_2 . Ces expériences ont fait apparaître un invariant (CAMPARGUE, 1966,a) :

$$\frac{(P_o)_{opt} M^{1/2} D^{*2}}{\eta_o (x_E^2)_{opt}} \quad (107)$$

dont les valeurs suggèrent plusieurs remarques importantes :

A - Influence de γ sur les valeurs trouvées pour l'expression (107), avec $D^* = \text{Cte}$

1° - L'expression (107) est constante à γ constant.

2° - Elle est une fonction décroissante de γ , assez sensible aux variations

de ce facteur. En d'autres termes, elle augmente assez rapidement avec le nombre de degrés de liberté des molécules.

3° - L'hydrogène et le deutérium se comportent grossièrement comme des gaz rares. Nous verrons dans le chapitre 16 que cela résulte d'effets de temps de relaxation relatifs aux degrés de liberté de rotation de ces molécules (CAMPARGUE, 1966b).

4° - L'absence de contribution vibrationnelle semble être presque générale. Cet effet déjà analysé (CAMPARGUE, 1966b) sera repris au chapitre 16. Nous verrons en même temps les cas particuliers des dérivés chlorés du méthane, ainsi que de l'éthane et de ses homologues.

Tableau VI

Diamètres des orifices (mm)				$D^* = 0,47$; $D_E = 0,42$; $D_C = 0,74$			$D^* = 0,83$; $D_E = 0,42$; $D_C = 0,74$		
GAZ	γ	M (g)	$\eta_o \cdot 10^6$ (poises)	$(P_o)_{opt}$ (torr)	$(x_E)_{opt}$ (mm)	$\frac{(P_o)_{opt} M^{1/2} D^{*2}}{10^3 \eta_o (x_E^2)_{opt}}$ (C.G.S.)	$(P_o)_{opt}$ (torr)	$(x_E)_{opt}$ (mm)	$\frac{(P_o)_{opt} M^{1/2} D^{*2}}{10^3 \eta_o (x_E^2)_{opt}}$ (C.G.S.)
He	5/3	4	196,1	18,8	2,15	122,3	8,85	2,35	150
Ne	"	20,18	313,8	13,5	2,15	123,2	6	2,30	149
Ar	"	39,94	222,8	5,84	2	122	2,44	2,05	151,1
Xe	"	131,3	227,4				1,44	2,10	150,8
H ₂	5/3	2,016	88,7	16	2,40	130,9	6	2,30	166,5
D ₂	"	4	124,7	12,2	2,10	130,7	5,4	2,20	164,3
N ₂	7/5	28	175,7	60	4,30	287,9	14,6	3,70	294,5
CO	"	28	176	57	4,25	279,5	15,8	3,90	286,5
O ₂	"	32	203,3	49,5	3,85	275,1	17,9	4	287,1
CO ₂	"	44	146,6	51,3	4,95	278,9	12,8	4,35	282,8
N ₂ O	"	44	145,5	49,2	4,80	286,6	12,75	4,35	283
C ₂ H ₂	"	26	102				16,1	5	295,2
CH ₄	8/6	16	108	41,7	3,80	315,9	15,9	4,10	321,2
C ₂ H ₄	"	28	100,9				16,9	5	325,2
NH ₃	"	17	98,2				15,3	4,40	304,2
H ₂ O	"	18	96,5				18,8	4,88	319,5
C ₂ H ₆	8/6	30	92				17,2	5,20	347,3
C ₃ H ₈	"	44	80				15,6	5,40	406,7
n-C ₄ H ₁₀	"	58	74				14,5	5,55	444,4
n-C ₆ H ₁₄	"	86	63,5				11,7	5,75	474,1
CH ₂ Cl ₂	"	84,9	99				10,4	4,95	362,3
CHCl ₃	"	119,4	100				12,3	5,60	393,2
CCl ₄	"	153,8	98				11,7	5,60	433
C ₆ H ₆	"	78	75				10,9	5,62	372,7

B - Influence de D^* sur l'expression (107)

Pour les molécules linéaires ($\gamma = 7/5$) et le méthane ($\gamma = 8/6$), les résultats obtenus avec les deux diamètres D^* sont très voisins. Au contraire, dans le cas des gaz rares, il apparaît une différence d'environ 20 % entre les valeurs de (107) données par les deux séries d'expériences.

Ces comparaisons n'étant pas très concluantes, nous avons recalculé l'expression ci-dessus en remplaçant D^* par D_{eff}^* (voir ci-après).

VI - RELATION ENTRE D_{eff}^* , $(x_E)_{\text{opt}}$, $(P_O)_{\text{opt}}$ ET LES CARACTERISTIQUES DU GAZ (M, η_o, γ)

Nous avons déterminé les coefficients de débit C_d et les diamètres effectifs D_{eff}^* , pour les deux tuyères employées avec divers gaz étudiés ci-dessus. Ces mesures n'ont été faites que pour les pressions $(P_O)_{\text{opt}}$ qui nous intéressent. Les résultats donnés dans le tableau VII ont permis de calculer l'expression :

$$\frac{(P_O)_{\text{opt}} M^{1/2} D_{\text{eff}}^{*2}}{\eta_o (x_E)_{\text{opt}}^2} \quad (108)$$

dont les valeurs conduisent sensiblement aux mêmes conclusions qu'au paragraphe précédent.

Il est intéressant de remarquer en particulier que l'on a :

$$\left[\frac{(P_O)_{\text{opt}} M^{1/2} D_{\text{eff}}^{*2}}{\eta_o (x_E)_{\text{opt}}^2} \right]_{\gamma=7/5} \approx \text{Cte} \quad (109)$$

Tableau VII

Diamètres des orifices		$D^* = 0,47 \text{ mm}$ $D_E = 0,42 \text{ mm}$ $D_C = 0,74 \text{ mm}$		$D^* = 0,83 \text{ mm}$ $D_E = 0,42 \text{ mm}$ $D_C = 0,74 \text{ mm}$	
GAZ	γ	C_d	$\frac{(P_O)_{\text{opt}} M^{1/2} D_{\text{eff}}^{*2}}{10^3 \eta_o (x_E)_{\text{opt}}^2} \text{ (C.G.S.)}$	C_d	$\frac{(P_O)_{\text{opt}} M^{1/2} D_{\text{eff}}^{*2}}{10^3 \eta_o (x_E)_{\text{opt}}^2} \text{ (C.G.S.)}$
He	5/3	0,742	90,7	0,773	116
Ne	"	0,744	91,6	0,794	118,3
Ar	"	0,741	90,4	0,762	115,1
N ₂	7/5	0,900	259,1	0,949	279,5
O ₂	"	0,872	240	0,956	274,5
CO ₂	"	0,877	244,7	0,950	268,6
N ₂ O	"	0,890	255,1	0,954	270

VII - SIGNIFICATION PHYSIQUE DE L'INVARIANT TROUVE

L'expression de l'inverse d'un libre parcours moyen (97) :

$$\lambda_o \sim \frac{\eta_o}{P_o} \sqrt{\frac{T_o}{M}}$$

apparaît très nettement dans (108) à condition d'y introduire la température génératrice T_o . Nous pouvons le faire bien que ce facteur n'ait pas été étudié, les résultats étant au moins valables à $T_o \approx 293^\circ K$. Nous obtenons ainsi notre premier invariant :

$$(\mathfrak{J}_1)_{opt} \equiv \frac{(P_o)_{opt} M^{1/2}}{\eta_o T_o^{1/2}} \cdot \frac{D_{eff}^{*2}}{(x_E^2)_{opt}} \sim \frac{D_{eff}^{*2}}{(\lambda_o)_{opt} \cdot (x_E^2)_{opt}} \quad (110)$$

A - Première approximation

La densité numérique $(n_E)_{opt}$ à l'entrée de l'écorceur est, en première approximation, telle que :

$$(n_E)_{opt} \sim \frac{(n_o)_{opt} D_{eff}^{*2}}{(x_E^2)_{opt}} \quad (111)$$

En supposant de plus que les molécules soient des sphères rigides ($\Omega_\eta = 1$), $n_E/n_o = \lambda_o/\lambda_E$ donne :

$$(\mathfrak{J}_1)_{opt} \sim \frac{D_{eff}^{*2}}{(\lambda_o)_{opt} (x_E^2)_{opt}} \sim \frac{1}{(\lambda_E)_{opt}} \quad (112)$$

Ainsi les résultats paraissent montrer que, dans les conditions où $x_M \approx Cte$, le libre parcours moyen $(\lambda_E)_{opt}$ à l'entrée de l'écorceur, est le même pour tous les gaz de même γ .

L'égalité qui semble exister ainsi entre les valeurs de $(\lambda_E)_{opt}$ obtenues avec les deux diamètres D^* et en particulier pour $\gamma = 7/5$, peut n'être qu'apparente à cause des approximations qui ont été faites. Au contraire, les écarts assez grands, apparaissant entre deux gaz de γ différents, sont amplifiés par le fait que les lignes de courant du jet libre sont d'autant plus divergentes que le nombre de degrés de liberté des molécules est plus grand (LOVE et al. 1959, ASHKENAS et SHERMAN, 1966). Nous retrouverons ce phénomène dans le chapitre 16 concernant les effets de temps de relaxation dans la production de jets moléculaires supersoniques (CAMPARGUE, 1966b).

B - Calcul du libre parcours moyen à l'entrée de l'écorceur

Afin de vérifier les résultats découlant de notre première approximation et de connaître l'influence des facteurs D^* et γ sur les conditions optimales, nous avons calculé le libre parcours moyen à l'entrée de l'écorceur. Dans ces calculs, nous avons d'abord négligé et ensuite introduit successivement des corrections. Celles-ci sont nécessaires par suite des effets de viscosité au col de la tuyère ($C_d < 1$) et des variations des sections efficaces de collision avec la température T_E , au cours de la détente du gaz ($\Omega_\eta \neq 1$).

1° - Calcul du libre parcours moyen (λ_E'') opt en faisant les approximations $C_d = 1$ et $\Omega_\eta = 1$

Il est alors facile de calculer (λ_E'') opt à partir de (λ_o) opt et de $(\mathfrak{M}_E)$ opt, comme on l'a montré au paragraphe I de ce chapitre :

$$(\lambda_E'')_{\text{opt}} = (\lambda_o)_{\text{opt}} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} (\mathfrak{M}_E^2)_{\text{opt}} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (113)$$

Nous avons vu (chapitre 3) deux solutions identiques pour avoir $\mathfrak{M}_E$. Nous les avons d'abord appliquées en exprimant la distance tuyère-écorceur en diamètres D^* , ce qui revient à prendre $C_d = 1$.

a - Calcul de (λ_E'') opt à l'aide de la courbe de OWEN et THORNHILL (1948)

FENN et DECKERS (1963), SCOTT et DREWRY (1963) ont utilisé cette première solution connue pour avoir la distribution axiale des nombres de Mach (chapitre 3, figure 5) et l'ont étendue vers les grandes valeurs de $\mathfrak{M}$ par extrapolation. Nous avons repris cette courbe pour connaître $(\mathfrak{M}_E)$ opt et par suite (λ_E'') opt, dans le cas où $\gamma = 7/5$ (CAMPARGUE, 1966a). Ces résultats figurent dans le tableau VIII pour les conditions optimales définies ci-dessus.

Tableau VIII

Diamètres des orifices (mm)	$D^* = 0,47$ $D_E = 0,42$ $D_C = 0,74$				$D^* = 0,83$ $D_E = 0,42$ $D_C = 0,74$			
Gaz	$\left(\frac{x_E}{D^*}\right)_{\text{opt}}$	$(\mathfrak{M}_E)_{\text{opt}}$	$(\lambda_o)_{\text{opt}}$ (mm)	$(\lambda''_E)_{\text{opt}}$ (mm)	$\left(\frac{x_E}{D^*}\right)_{\text{opt}}$	$(\mathfrak{M}_E)_{\text{opt}}$	$(\lambda_o)_{\text{opt}}$ (mm)	$(\lambda''_E)_{\text{opt}}$ (mm)
N ₂	9,15	8,35	$815 \cdot 10^{-6}$	0,703	4,46	5,96	$335 \cdot 10^{-5}$	0,624
CO	9,04	8,30	$859 \cdot 10^{-6}$	0,721	4,70	6,11	$309 \cdot 10^{-5}$	0,643
O ₂	8,20	7,91	$1066 \cdot 10^{-6}$	0,718	4,82	6,18	$295 \cdot 10^{-5}$	0,647
CO ₂	10,52	8,90	$633 \cdot 10^{-6}$	0,736	5,24	6,43	$254 \cdot 10^{-5}$	0,662
N ₂ O	10,21	8,78	$655 \cdot 10^{-6}$	0,715	5,24	6,43	$252 \cdot 10^{-5}$	0,656
C ₂ H ₂					6,02	6,86	$182 \cdot 10^{-5}$	0,634

b - Calcul de (λ_E'') opt à l'aide de la relation de ASHKENAS et SHERMAN (1966)

Dans le cas des molécules linéaires ($\gamma = 7/5$), nous avons retrouvé ainsi des valeurs de (λ_E'') opt identiques à celles qui viennent d'être présentées.

Cette solution analytique a été ensuite appliquée aux gaz rares ($\gamma = 5/3$). Les résultats déjà publiés (CAMPARGUE, 1966a) sont présentés dans le tableau IX.

c - Conclusions tirées des tableaux VIII et IX

Pour les deux groupes de gaz examinés, les résultats sont qualitativement

semblables et permettent de conclure que $(\lambda_E'')_{opt}$:

- est sensiblement constant pour un γ et un diamètre D^* , ou nombre de Mach $(M_E)_{opt}$, donnés,
- augmente légèrement en réduisant D^* , ce qui revient à augmenter $(M_E)_{opt}$,
- augmente légèrement avec γ . Mais les différences trouvées entre molécules linéaires et gaz rares, ne sont que de 20 à 30 %. Ces écarts sont très inférieurs à ceux qui semblaient découler de notre première approximation, en négligeant les effets de divergence des lignes de courant du jet libre.

Tableau IX

Diamètres des orifices (mm)	$D^* = 0,47$ $D_E = 0,42$ $D_C = 0,74$				$D^* = 0,83$ $D_E = 0,42$ $D_C = 0,74$			
Gaz	$\left(\frac{x_E}{D^*}\right)_{opt}$	$(M_E)_{opt}$	$(\lambda_o)_{opt}$ (mm)	$(\lambda_E'')_{opt}$ (mm)	$\left(\frac{x_E}{D^*}\right)_{opt}$	$(M_E)_{opt}$	$(\lambda_o)_{opt}$ (mm)	$(\lambda_E'')_{opt}$ (mm)
He	4,58	8,81	$766 \cdot 10^{-5}$	1,063	2,83	6,14	$1626 \cdot 10^{-5}$	0,811
Ne	4,58	8,81	$760 \cdot 10^{-5}$	1,056	2,77	6,04	$1711 \cdot 10^{-5}$	0,816
Ar	4,25	8,33	$888 \cdot 10^{-5}$	1,050	2,47	5,51	$2125 \cdot 10^{-5}$	0,786
Xe					2,53	5,62	$2020 \cdot 10^{-5}$	0,790

Bien que ces calculs soient approximatifs, ils montrent très nettement que le paramètre important à l'entrée de l'écorceur est un libre parcours moyen et non une pression ou une densité. Ce résultat ne pouvait être obtenu qu'en observant les effets liés à la nature du gaz, comme nous l'avons fait. Il ne pouvait passer inaperçu puisque le rapport entre les libres parcours moyens de l'hélium et du xénon, considérés à une même pression, est d'environ 5. C'est bien au-dessus des erreurs expérimentales et des approximations qui ont été faites. Ces dernières laissent cependant subsister des incertitudes relatives aux influences des facteurs D^* , ou $(M_E)_{opt}$, et γ . Nous avons donc introduit des corrections afin d'essayer d'obtenir les valeurs absolues du libre parcours moyen à l'entrée de l'écorceur.

2° - Calcul du libre parcours moyen (λ_E') en tenant compte des effets de viscosité ($C_d < 1$) et en faisant l'approximation $\Omega_{\eta} = 1$

Nous avons repris les coefficients C_d donnés dans le tableau VII, afin de calculer $(M_E)_{opt}$, non à partir de $(x_E)_{opt}/D^*$ comme précédemment, mais de $(x_E)_{opt}/D_{eff}^*$. Ensuite, les calculs ont été faits comme ci-dessus, à l'aide de la relation (113) et avec les mêmes valeurs de $(\lambda_o)_{opt}$. On peut voir dans le tableau X les résultats ainsi trouvés, avec les deux tuyères employées, pour $(x_E)_{opt}/D_{eff}^*$, $(M_E)_{opt}$ et (λ_E') . Il est intéressant de comparer les valeurs de (λ_E') à celles de (λ_E'') . En faisant $C_d = 1$, nous avons pris pour la tuyère un débit supérieur à

son débit réel et par suite une densité trop grande à l'entrée de l'écorceur. Il est donc normal de trouver $(\lambda_E')_{opt} > (\lambda_E'')_{opt}$. Les différences les plus grandes entre ces libres parcours moyens, apparaissent pour les gaz rares. Ces derniers subissent les effets de viscosité les plus grands, parce qu'ils ont été pris avec les pressions génératrices $(P_o)_{opt}$ les plus faibles (voir figure 3). Les influences de D^* et de γ sur $(\lambda_E')_{opt}$ restent cependant semblables à celles que nous avons trouvées sur les valeurs de $(\lambda_E'')_{opt}$.

Les résultats de cette étape intermédiaire de calculs contenant encore l'approximation $\Omega_\eta = 1$, ont été donnés pour montrer séparément l'importance de chaque correction. La dernière étape va nous permettre d'obtenir des valeurs $(\lambda_E)_{opt}$ voisines des valeurs absolues du libre parcours moyen à l'entrée de l'écorceur. Ainsi, nous pourrions mieux voir comment il dépend de D^* , ou de $(\mu_E)_{opt}$ et de γ .

Tableau X

Diamètres des orifices (mm)	D* = 0,47 D _E = 0,42 D _C = 0,74					D* = 0,83 D _E = 0,42 D _C = 0,74				
	$\frac{(x_E)_{opt}}{D_{eff}^*}$	$(\mu_E)_{opt}$	$(\lambda_E'')_{opt}$ (mm)	$(\lambda_E')_{opt}$ (mm)	$(\lambda_E)_{opt}$ (mm)	$\frac{(x_E)_{opt}}{D_{eff}^*}$	$(\mu_E)_{opt}$	$(\lambda_E'')_{opt}$ (mm)	$(\lambda_E')_{opt}$ (mm)	$(\lambda_E)_{opt}$ (mm)
He	5,31	9,80	1,063	1,423	0,443	3,22	6,78	0,811	1,057	0,416
Ne	5,31	9,80	1,056	1,412	0,440	3,11	6,60	0,816	1,030	0,413
Ar	4,93	9,33	1,050	1,417	0,457	2,82	6,13	0,786	1,041	0,437
N ₂	9,64	8,52	0,703	0,772	0,312	4,58	6,03	0,624	0,660	0,328
O ₂	8,78	8,17	0,718	0,831	0,345	4,93	6,25	0,647	0,680	0,332
CO ₂	11,24	9,12	0,736	0,826	0,320	5,37	6,51	0,662	0,703	0,334
N ₂ O	10,21	8,99	0,715	0,799	0,313	5,36	6,51	0,656	0,696	0,331

3° - Calcul du libre parcours moyen $(\lambda_E)_{opt}$ en faisant les corrections relatives à $C_d < 1$ et $\Omega_\eta \neq 1$

D'après les considérations faites au début de ce chapitre on a :

$$(\lambda_E)_{opt} = (\lambda_o)_{opt} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} (\mu_E^2)_{opt} \right]^{\frac{4-\gamma}{3(\gamma-1)}} \tag{114}$$

Les calculs de ce paramètre ont été effectués en reprenant les mêmes valeurs de $(\lambda_o)_{opt}$ que précédemment et les nombres de Mach $(\mu_E)_{opt}$ qui ont servi pour obtenir $(\lambda_E')_{opt}$. On peut voir les résultats dans le tableau X et les comparer à ceux obtenus en faisant des approximations.

Il semble bien que l'influence de D^* , ou de $(\mu_E)_{opt}$, soit maintenant presque complètement éliminée et que $(\lambda_E)_{opt}$ ne dépende plus que de γ . Signalons que KNUTH (1964b) avait déjà trouvé ce résultat en faisant l'approximation $C_d = 1$.

Il avait utilisé les données de nos tableaux VIII et IX présentées au 4ème Symposium International sur Dynamique des Gaz Rarefiés (Toronto, juillet 1964) et publiées ultérieurement (CAMPARGUE, 1966a).

VIII - DISCUSSION

Les résultats qui semblaient découler de notre première approximation ont été confirmés. En faisant varier la nature du gaz, nous avons trouvé en effet une valeur optimale du libre parcours moyen à l'entrée de l'écorceur :

$$\begin{aligned} (\lambda_E)_{\text{opt}} \approx \text{Cte} \quad & \text{pour} \quad x_M \approx \text{Cte} \\ & \text{et} \quad \gamma \approx \text{Cte} \end{aligned} \quad (115)$$

En comparant les résultats obtenus pour les gaz rares et les molécules linéaires, on remarque que $(\lambda_E)_{\text{opt}}$ augmente grossièrement comme γ . Le chapitre suivant montrera comment ce paramètre dépend de x_M .

Avec des pressions génératrices $P_0 \neq (P_0)_{\text{opt}}$, le maximum des courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ se produit pour $(x_E)_{\text{max}} \neq (x_E)_{\text{opt}}$ et il est tel que $(\lambda_E)_{\text{max}} \neq (\lambda_E)_{\text{opt}}$. Nous verrons (chapitre 14) qu'il existe une relation entre $(x_E)_{\text{max}}$ et $(\lambda_E)_{\text{max}}$ et nous essaierons de trouver la signification du maximum maximorum.

Les valeurs de $(\lambda_E)_{\text{max}}$ obtenues dans de nombreux laboratoires, y compris le nôtre, sont toujours de l'ordre de grandeur du diamètre D_E de l'écorceur. Pour cette raison, plusieurs auteurs comme FENN et DECKERS (1963), KNUTH (1964b), ont considéré le nombre de KNUDSEN à l'entrée de l'écorceur :

$$(Kn_E)_{\text{max}} = (\lambda_E)_{\text{max}}/D_E \quad (116)$$

dont les valeurs ne s'écartent pas beaucoup de l'unité. Pour $\gamma = 5/3$ et $7/5$, le tableau X montre qu'avec $D_E = 0,42$ mm, on a respectivement $(Kn_E)_{\text{opt}} = 1$ et $0,8$. KNUTH (1964b) avait déjà obtenu cette dernière valeur à partir de nos tableaux VIII et IX et la trouvait en bon accord quantitatif avec les résultats de SCOTT et DREWRY (1963).

Afin de voir si ce nombre sans dimensions est significatif dans le fonctionnement de nos générateurs de jets moléculaires supersoniques, nous avons fait de nouvelles expériences avec d'autres écorceurs. Celles-ci ont fait apparaître une faible diminution de $(\lambda_E)_{\text{opt}}$ avec D_E , au lieu de l'augmentation proportionnelle à D_E , que l'on pourrait attendre. Le tableau XI montre par exemple les résultats obtenus avec un écorceur de même géométrie que précédemment et de diamètre $D_E = 0,83$ mm. On y trouve les conditions optimales $(P_0)_{\text{opt}}$ et $(x_E)_{\text{opt}}$, les valeurs des expressions (107) et (108) et des libres parcours moyens considérés comme précédemment à l'entrée de l'écorceur. On remarque qu'une augmentation de D_E de $0,42$ à $0,83$ mm entraîne pour $(\lambda_E)_{\text{opt}}$ une diminution d'environ 15 %. Ainsi pour $\gamma = 5/3$ et $7/5$, $(Kn_E)_{\text{opt}}$ passe respectivement de 1 et $0,8$, à $0,47$ et $0,33$. Dans ces conditions le régime moléculaire ne peut être complètement atteint à l'entrée de l'écorceur. Ce résultat valable pour $x_E = (x_E)_{\text{opt}}$ l'est à fortiori pour des distances x_E plus faibles. Des collisions se produisant dans le jet en aval du diaphragme (auto-diffusion) peuvent ainsi être responsables, au moins partiellement, de la forme des courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$, dans leur première partie croissante. On peut rappeler que dans cette région l'intensité I varie en sens inverse des prévisions théoriques

(fig. 41-B). Des expériences faites avec des mélanges binaires (5ème partie) semblent bien mettre en évidence ce phénomène d'autodiffusion en aval de l'écorceur.

Ainsi, nous avons abandonné le nombre de KNUDSEN Kn_E qui serait surtout intéressant en régime moléculaire. Nous avons essayé de relier $(\lambda_E)_{opt}$ et notre premier invariant $(\mathfrak{J}_1)_{opt}$ à un paramètre ayant les dimensions d'une longueur et appartenant au régime continu, comme on peut le voir dans le chapitre suivant.

Tableau XI

Diamètres des orifices (mm) : $D^* = 0,47$ $D_E = 0,83$ $D_C = 0,74$								
GAZ	$(P_o)_{opt}$ (torr)	$(x_E)_{opt}$ (mm)	$\frac{(P_o)_{opt} M^{1/2} D^{*2}}{10^3 \eta_o (x_E^2)_{opt}}$ (C.G.S.)	C_d	$\frac{(P_o)_{opt} M^{1/2} D_{eff}^{*2}}{10^3 \eta_o (x_E^2)_{opt}}$ (C.G.S.)	$(\lambda''_E)_{opt}$ (mm)	$(\lambda'_E)_{opt}$ (mm)	$(\lambda_E)_{opt}$ (mm)
He	21,5	2,30	122	0,742	90,5		1,341	0,405
Ne	17	2,15	155	0,744	115,3		1,119	0,349
Ar	7,4	2,10	140	0,741	103,7		1,245	0,392
N ₂	73	4,40	334,4	0,900	301	0,593	0,665	0,267
CO ₂	53	4,60	333,8	0,877	292,7	0,599	0,687	0,272
N ₂ O	59	4,90	330	0,890	293,7	0,604	0,682	0,266

Chapitre 14

ETUDE DES FACTEURS DE PERTURBATION DANS LA PRODUCTION DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES (Paramètres du 2ème groupe)

On a déjà indiqué (chapitre 12) que le jet libre et le jet moléculaire auquel il donne naissance, pouvaient subir des perturbations résultant :

- des pressions résiduelles P_1 , P_2 , P_3 dans les chambres successives,
- de la présence de l'écorceur,
- et de la présence du collimateur.

Nous avons étudié séparément ces divers facteurs étrangers au jet libre non perturbé à l'entrée de l'écorceur, en maintenant constants (sauf indication contraire) les paramètres du premier groupe examinés au chapitre précédent.

I - INFLUENCE DES PRESSIONS RESIDUELLES P_1 , P_2 ET P_3 DANS LA PRODUCTION DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES

Les effets dûs aux pressions résiduelles P_1 , P_2 et P_3 , ont été étudiés avec la même géométrie (écorceur, collimateur) et le même détecteur utilisés pour obtenir les résultats du chapitre précédent (sauf indication contraire).

Une variation de P_1 peut modifier le flux $\dot{N}_E$ à travers l'écorceur (voir chapitre 6) et par suite le flux $\dot{N}_C$ à travers le collimateur en même temps que l'intensité I du jet moléculaire. Il en résulte que les trois facteurs P_1 , P_2 et P_3 ne sont pas indépendants et semblent difficiles à étudier séparément. On va montrer cependant que cette difficulté n'est pas très grave, puisque P_2 et P_3 provoquent des perturbations assez faibles.

A - Pressions résiduelles P_2 et P_3

Dans les chambres 2 et 3, le jet moléculaire est atténué par diffusion suivant le facteur $\exp(-l_1/\lambda_1)$ (chapitre 8). Celui-ci reste voisin de l'unité et ses variations relatives sont négligeables par rapport aux perturbations dues aux autres facteurs étudiés. En effet, on a pour la chambre de collimation :

$$l_2 = x_C - x_E = 12 \text{ mm}$$

et
$$P_2 \approx 3.10^{-4} \text{ torr}$$

En calculant λ_2 à partir de la relation (97), on trouve :

$$e^{-l_2/\lambda_2} \approx e^{-1/10} \approx 0,9$$

Dans la chambre de détection où :

$$l_3 = x_D - x_C = 91 \text{ mm}$$

et
$$P_3 < 10^{-5} \text{ torr}$$

ce facteur est encore plus voisin de un :

$$e^{-1_3/\lambda_3} > e^{-1/40} > 0,975$$

Il suffit donc d'étudier l'influence de la pression P_1 sur l'intensité du jet moléculaire, connaissant déjà l'effet d'invasion du jet libre par le gaz résiduel de la chambre de détente (chapitre 6).

B - Pression résiduelle P_1 dans la chambre de détente.

1° - Effet et nature de la perturbation due à P_1

Nous avons étudié simultanément l'influence de P_1 sur le flux total $\dot{N}_E$ à travers l'écorceur et sur l'intensité I du jet moléculaire. Ces expériences ont été faites dans le cas de CO_2 , avec une pression génératrice constante $P_0 = 62 \text{ torr}$ et diverses valeurs de P_1 donnant autant de valeurs de x_M . La figure 58 donne les positions correspondantes du disque de Mach et les deux réseaux de courbes :

$$\dot{N}_E = g(x_E/D^*)_{P_0}$$

$$I = f(x_E/D^*)_{P_0}$$

On peut tirer de ces résultats plusieurs conclusions importantes :

a) - I et $\dot{N}_E$ varient souvent en sens inverse l'un de l'autre, contrairement à ce que semblent penser de nombreux auteurs. Cela résulte du fait que I dépend non seulement de $\dot{N}_E$ mais aussi de l'état du jet à l'entrée de l'écorceur (n_E , T_E , μ_E , λ_E) et des perturbations susceptibles de se produire en aval de cet orifice.

b) - Aux faibles distances x_E , il apparaît une superposition dans chaque famille de courbes et de plus $\dot{N}_E$ se rapproche des valeurs théoriques $(\dot{N}_E)_{is}$ (CAMPARGUE, 1969b). Dans ces conditions où l'influence de P_1 est négligeable, l'extraction semble être réalisée dans une "zone de silence" (SHERMAN, 1963a). Nous savons cependant que le phénomène d'invasion du jet libre par le gaz résiduel de la chambre de détente, est peu important mais toujours présent même pour les plus faibles valeurs de x_E (chapitre 6).

c) - Les points où I et $\dot{N}_E$ s'écartent des parties communes dans chaque réseau de courbes, sont très nettement déterminés par des valeurs de P_1 . Ainsi, les positions des maxima de $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ semblent être liées à celles du disque de Mach (CAMPARGUE, 1969a). Nous pensons cependant que c'est l'effet d'invasion qui devient dominant au maximum de ces courbes et produit ensuite la forte décroissance observée dans les valeurs de I . Cette influence qui augmente avec x_E et avec P_1 , apparaît clairement en comparant les deux familles de courbes de la figure 58.

Ces résultats semblent être en accord qualitatif avec ceux de BIER et HAGENA (1963) qui ont fait des observations semblables en considérant uniquement l'intensité I du jet moléculaire. Mais ces auteurs ignoraient le phénomène d'invasion du jet libre. Ils ont expliqué le maximum des courbes et la brusque décroissance se

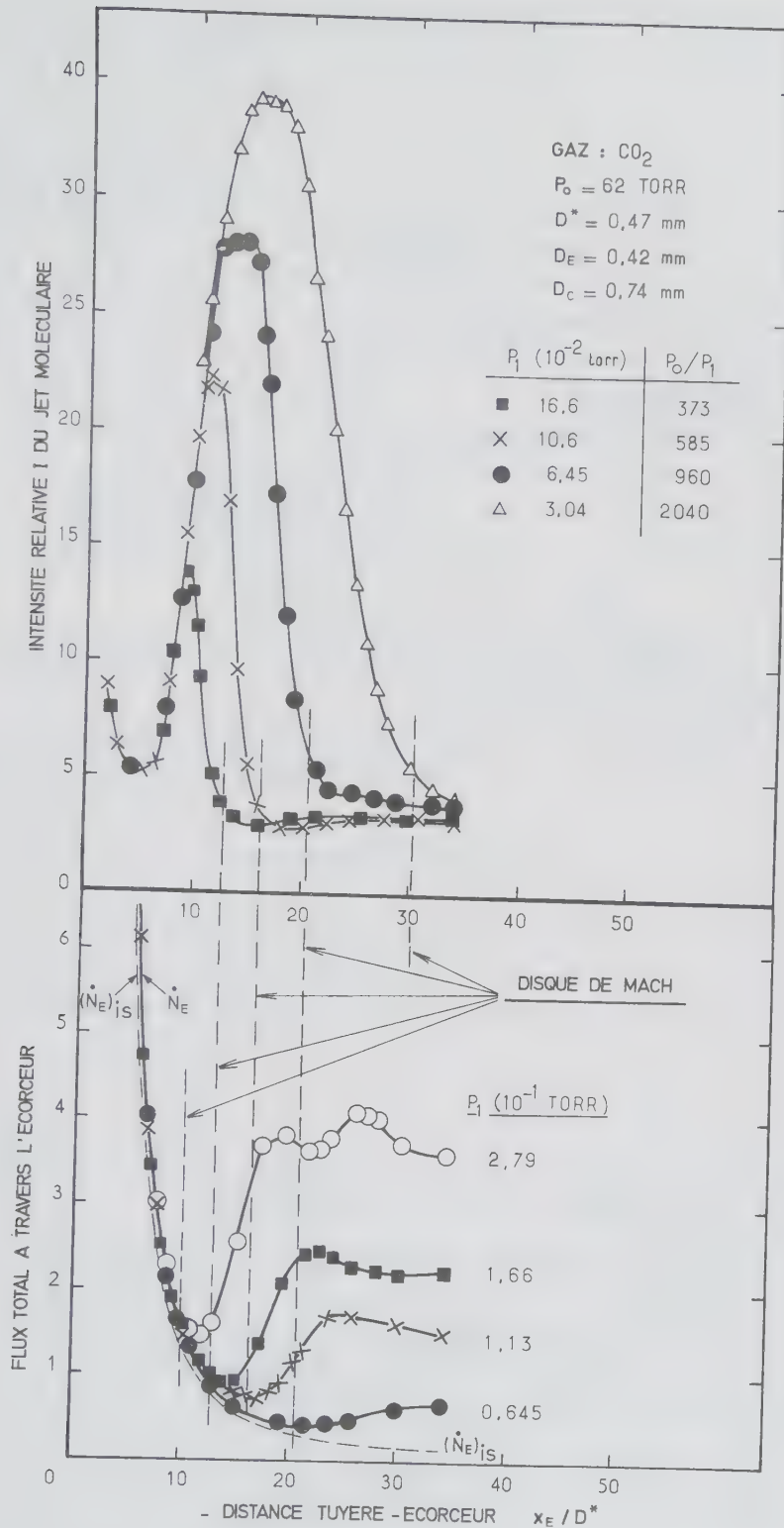


Figure 58 - Influence de la pression résiduelle P_1 dans la chambre de détente, sur le flux $\dot{N}_E$ à travers l'écorceur et sur l'intensité I du jet moléculaire

produisant pour $x_E > (x_E)_{\max}$, par la formation d'un choc détaché en amont de l'écorceur. Nous avons déjà discuté cette hypothèse au chapitre 4 et l'avons pratiquement rejetée. L'étude concernant l'angle extérieur de l'écorceur (CAMPARGUE, 1969d) fournit un argument de plus en faveur de notre interprétation, comme on le verra ci-dessous dans ce même chapitre.

BIER et HAGENA (1963) ont trouvé aussi que l'intensité I du jet moléculaire était réduite de moitié pour $(x_E)_{I/2} \approx \frac{2}{3} x_M$. Il faut signaler que ces résultats étaient obtenus pour CO_2 , dans des conditions où un critère donné par ces mêmes auteurs, indiquait qu'il y avait condensation partielle dans le jet. Ainsi, on ne peut attacher une grande importance à leur conclusion. Celle-ci est d'ailleurs en désaccord avec nos expériences effectuées avec $x_M \approx \text{Cte}$ (CAMPARGUE, 1969a) comme le montrent les figures 59 et 60. Ces deux réseaux de courbes ont été obtenus pour CO_2 avec deux montages caractérisés par $D^* = 0,83 \text{ mm}$ et $D_E = 0,42 \text{ mm}$; $D^* = 0,47 \text{ mm}$ et $D_E = 1,30 \text{ mm}$. Différentes pressions P_0 et P_1 ont été choisies mais leur rapport P_0/P_1 demeurait grossièrement constant, comme l'indiquent les positions du disque de Mach. Ainsi, il n'apparaît pas de rapport constant entre x_M d'une part et $(x_E)_{I/2}$ ou $(x_E)_{\max}$, d'autre part.

2° - Deuxième invariant $(\mathfrak{J}_2)_{\text{opt}}$ dans les conditions optimales de production de jets moléculaires supersoniques

D'après la figure 58, les maxima d'intensité du jet moléculaire semblent cependant être déterminés par les positions du disque de Mach. Ainsi, le paramètre que nous recherchons ayant les dimensions d'une longueur et appartenant au régime continu, pourrait être x_M . Ce dernier serait intéressant s'il pouvait être relié à notre premier invariant $(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}}$ ou encore au libre parcours moyen à l'entrée de l'écorceur. Or, en calculant $(\lambda_E)_{\max}$ correspondant au maximum des courbes précédentes (figures 59 et 60), on ne trouve pas de valeur grossièrement constante comme pour x_M . On observe une variation qui suit approximativement la relation (CAMPARGUE, 1969a) :

$$(\lambda_E)_{\max} \cdot (x_E)_{\max} \approx \text{Cte} \quad (117)$$

lorsque $x_M \approx \text{Cte}$

Ainsi, le nombre sans dimensions $(\lambda_E)_{\max}/x_M$ ne semble pas être plus significatif que $(\text{Kn}_E)_{\max} = (\lambda_E)_{\max}/D_E$ et nous l'avons aussi abandonné.

Nous avons cependant essayé de trouver un deuxième invariant dépendant de x_M , car ce paramètre semble souvent fixer, comme on le voit sur la figure 58, le maximum des courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$. Pour cela, on a d'abord repris les conditions optimales dans lesquelles on a trouvé $(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}}$ constant avec les gaz de même γ , afin de mesurer P_1 avec précision. On a remarqué que les valeurs optimales $(P_0)_{\text{opt}}$ et $(x_E)_{\text{opt}}$ étaient alors légèrement différentes de celles déterminées avec le même dispositif environ un an plus tôt (tableau VI). Cela résulte sans doute d'un faible changement de la vitesse de pompage dans la chambre de détente. Mais les rapports $(P_0)_{\text{opt}}/(x_E^2)_{\text{opt}}$ et par suite $(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}}$, n'ont pas subi de variations appréciables. Nous avons donc redéterminé (plus rapidement et avec un peu moins de précision que la première fois) les coordonnées du maximum maximorum. Celles-ci sont reportées dans les tableaux XII et XIII, pour différents gaz et les mêmes diamètres que précédemment. On y trouve aussi les valeurs de la pression P_1 correspondante, qui a été

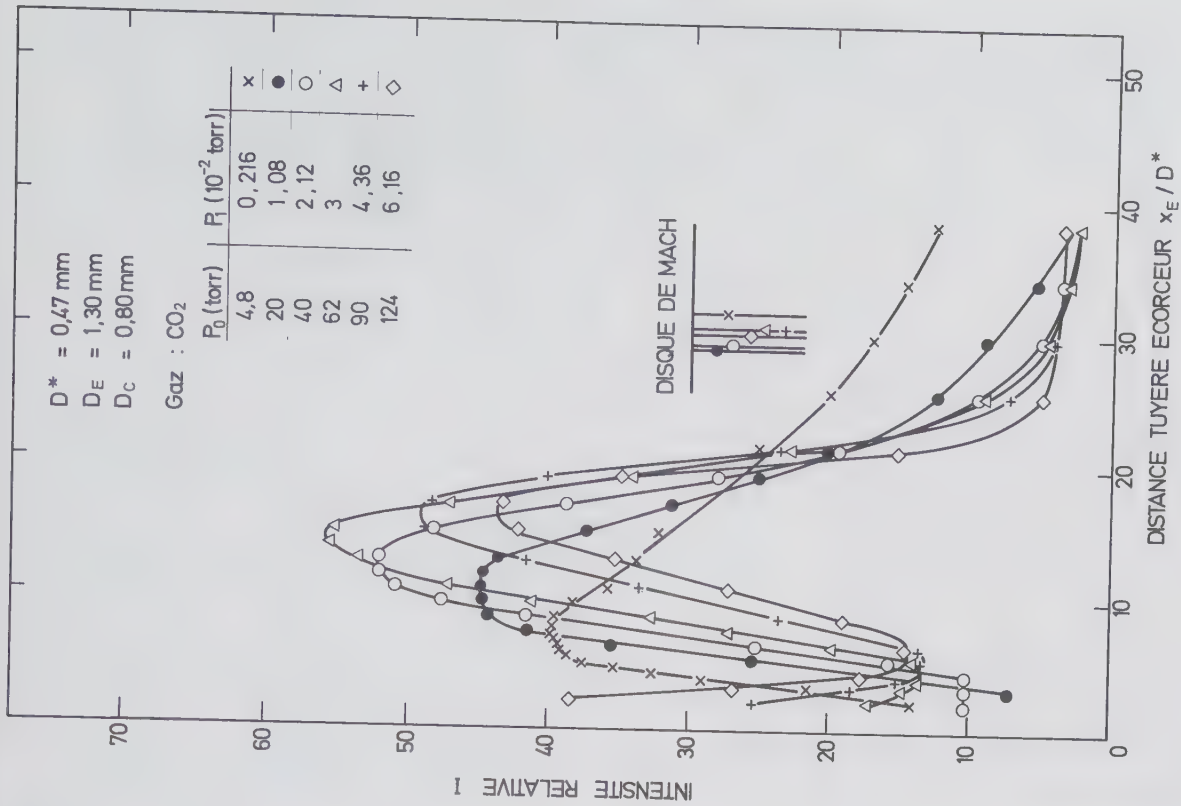


Figure 60 - Les résultats présentés sur la figure 59 sont confirmés avec d'autres valeurs des diamètres D^* , D_E et D_C .

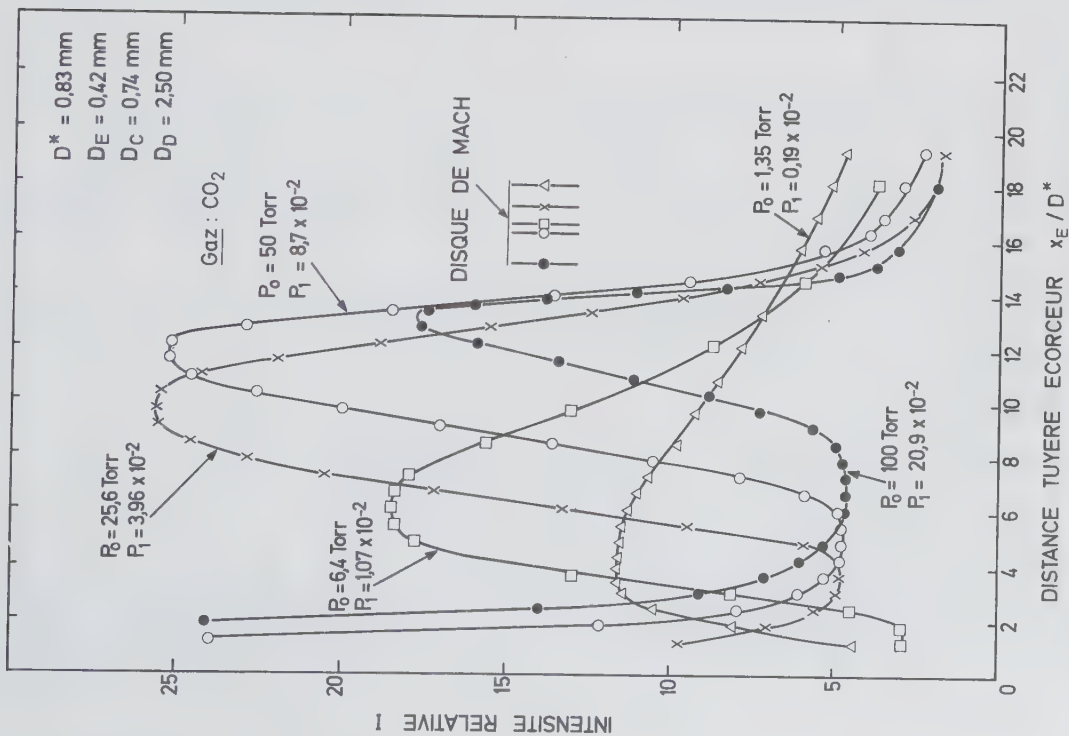


Figure 59 - Les distances $(x_E)_{\max}$, ou $x_{1/2}$, n'apparaissent pas comme une fraction constante de la longueur x_M de la bouteille de choc.

Tableau XII

Diamètres des orifices (mm) : $D^* = 0,47$ $D_E = 0,42$ $D_C = 0,74$							
GAZ	$(P_o)_{opt}$ (torr)	$(x_E)_{opt}$ (mm)	C_d	P_1 (10^{-2} torr)	$\frac{(P_o)_{opt} D^{*2}}{P_1}$ (mm^2)	$\frac{(P_o)_{opt} D^{*2}}{P_1 (x_E)_{opt}}$ (mm)	$\frac{(P_o)_{opt} D^{*2}}{P_1 (x_E)_{opt}}$ (mm)
He	18,8	2,15	0,742	7,53	40,92	25,6	19
Ar	5,12	1,90	0,741	2,28	36,76	26	19,2
H ₂	13	2,20	0,755	5,30	40,91	24,6	18,5
D ₂	10,95	2,02		4,61			
N ₂	47,2	3,82	0,900	10,6	88,52	25,7	23,1
O ₂	49,6	3,85	0,872	11,16	85,60	25,4	22,1
CO	45,1	3,80		9,96			
CO ₂	39,3	4,40	0,877	7,81	97,47	25,2	22,1
N ₂ O	37,2	4,25	0,890	7,45	98,16	25,9	23
CH ₄	40,6	3,80		9,31		25,3	
CH ₂ =CH ₂	36	4,35		7,27		25,1	

Tableau XIII

Diamètres des orifices (mm) : $D^* = 0,83$ $D_E = 0,42$ $D_C = 0,74$							
GAZ	$(P_o)_{opt}$ (torr)	$(x_E)_{opt}$ (mm)	C_d	P_1 (10^{-2} torr)	$\frac{(P_o)_{opt} D^{*2}}{P_1}$ (mm^2)	$\frac{(P_o)_{opt} D^{*2}}{P_1 (x_E)_{opt}}$ (mm)	$\frac{(P_o)_{opt} D^{*2}}{P_1 (x_E)_{opt}}$ (mm)
He	8,63	2,25	0,773	9,80	46,9	26,9	20,8
Ar	2,47	2,05	0,762	2,89	44,9	28,7	21,8
H ₂	6,02	2,30	0,850	7,02	50,2	25,7	21,8
D ₂	5,12	2,20		5,89		27,2	
N ₂	14,6	3,70	0,949	10,38	92	26,2	24,8
O ₂	16,67	3,90	0,956	11,78	93,1	25,0	23,9
CO	15,85	3,90		11		25,4	
CO ₂	12,82	4,35	0,950	7,87	106,6	25,8	24,5
N ₂ O	12,75	4,35	0,954	7,92	105,8	25,5	24,3
CH ₄	12,8	3,70	0,957	9,50	88,8	25	23,9
CH ₂ =CH ₂	11,6	4,35		7,27		25,2	

mesurée avec une précision de 1 % à l'aide d'une jauge de Mac Léod. Les nouvelles valeurs de $(P_o)_{opt}$ étant peu différentes de celles figurant dans le tableau VI, pour lesquelles les coefficients de débit C_d ont été déterminés et ces derniers variant peu avec P_o (voir figure 3), nous avons repris ces mêmes valeurs de C_d .

A côté du premier invariant $(\mathfrak{I}_1)_{opt}$ ne contenant que des paramètres liés au jet libre non perturbé à l'entrée de l'écorceur, nous avons trouvé une deuxième expression semi-intuitive, semi-empirique : (CAMPARGUE, 1969a) :

$$(\mathfrak{I}_2)_{opt} \equiv \frac{(P_o)_{opt} D_{eff}^{*2}}{P_1 (x_E)_{opt}} \sim \frac{(x_M^2)_{opt}}{(x_E)_{opt}} \quad (118)$$

qui a bien les dimensions d'une longueur et dépend de P_1 ou de x_M . Les divers résultats donnés dans les tableaux XII et XIII permettent de faire plusieurs remarques importantes :

a) - Les rapports de détente $(P_o/P_1)_{opt}$ et plus généralement les expressions $(P_o D_{eff}^{*2}/P_1)_{opt} \sim (x_M^2)_{opt}$ apparaissent grossièrement constants à γ constant, comme on l'avait déjà montré au chapitre 12,

b) - Les valeurs trouvées pour ces expressions sont environ deux fois plus faibles pour les gaz rares que pour la plupart des autres gaz,

c) - L'hydrogène et le deutérium se comportent comme des gaz rares vis-à-vis du rapport de détente $(P_o/P_1)_{opt}$, ou de $(x_M^2)_{opt}$, tout comme vis-à-vis de notre premier invariant $(\mathfrak{I}_1)_{opt}$,

d) - L'expression $(\mathfrak{I}_2)_{opt}$ calculée en négligeant les effets de viscosité au col de la tuyère ($C_d = 1$), subit des variations bien plus faibles que x_M et semble être indépendante de D^* et de la nature du gaz. On peut rappeler que la relation (23) donnant x_M est aussi indépendante de γ ,

e) - L'expression $(\mathfrak{I}_2)_{opt}$ calculée en prenant les diamètres effectifs D_{eff}^* de la tuyère, semble croître très légèrement avec D^* et γ . On a montré au contraire que $(\mathfrak{I}_1)_{opt}$ est très sensible aux variations de γ .

3° - Nombre sans dimensions invariant dans les conditions optimales de production de jets moléculaires supersoniques

Dans le fonctionnement de notre premier appareil, où nous avons grossièrement $x_M \approx Cte$, nous avons trouvé deux invariants à γ constant :

$$(\mathfrak{I}_1)_{opt} \equiv \frac{(P_o)_{opt} M^{1/2} D_{eff}^{*2}}{\eta_o T_o^{1/2} (x_E^2)_{opt}} \sim \frac{D_{eff}^{*2}}{(\lambda_o)_{opt} (x_E^2)_{opt}} \sim \frac{1}{(\lambda_E)_{opt}}$$

et

$$(\mathfrak{I}_2)_{opt} \equiv \frac{(P_o)_{opt} D_{eff}^{*2}}{P_1 (x_E)_{opt}} \sim \frac{(x_M^2)_{opt}}{(x_E)_{opt}}$$

Le premier ne dépend que des paramètres du jet libre non perturbé à l'entrée de l'écorceur, tandis que le deuxième contient la pression résiduelle P_1 qui est un facteur de perturbation de ce jet.

Ces résultats conduisent tout naturellement au nombre sans dimensions qui est aussi invariant dans les mêmes conditions optimales ($x_M \approx \text{Cte}$ et $\gamma = \text{Cte}$) :

$$(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}} \cdot (\mathfrak{J}_2)_{\text{opt}} \sim \frac{(x_M^2)_{\text{opt}}}{(\lambda_E)_{\text{opt}} \cdot (x_E)_{\text{opt}}} \quad (119)$$

En écrivant :

$$(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}} \cdot (\mathfrak{J}_2)_{\text{opt}} \sim \frac{D_{\text{eff}}^{*2}}{(\lambda_o)_{\text{opt}} \cdot (x_E^2)_{\text{opt}}} \cdot \frac{(P_o)_{\text{opt}} \cdot D_{\text{eff}}^{*2}}{P_1 (x_E)_{\text{opt}}} = \text{Cte} \quad (120)$$

et $(\text{Kn}_o)_{\text{opt}} = \frac{(\lambda_o)_{\text{opt}}}{D_{\text{eff}}^*}$ (nombre de KNUDSEN au col de la tuyère),

on obtient le nombre sans dimensions :

$$(C_s(\gamma))_{\text{opt}} = \left\{ \frac{1}{(\text{Kn}_o)_{\text{opt}}} \cdot \frac{(P_o)_{\text{opt}}}{P_1} \right\}^{1/3} \bigg/ \left\{ \frac{(x_E)_{\text{opt}}}{D_{\text{eff}}^*} \right\} \quad (121)$$

Nous l'avons calculé pour différents gaz dont les conditions optimales $(P_o)_{\text{opt}}$ et $(x_E)_{\text{opt}}$, les coefficients de débit C_d et les pressions résiduelles P_1 , ont déjà été déterminés (tableaux XII et XIII). Les résultats présentés dans le tableau XIV font apparaître plusieurs propriétés de ce nombre sans dimensions $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$, obtenu en maintenant x_M grossièrement constant :

- a) - Il est remarquablement constant à γ constant,
- b) - Il semble être indépendant de D^* et par suite du nombre de Mach $(M_E)_{\text{opt}}$ à l'entrée de l'écorceur,
- c) - Il décroît avec γ .

Ces résultats ayant été obtenus avec une géométrie particulière, il peut être intéressant de savoir s'ils ont un caractère plus général. De toute façon, il est important de connaître l'influence de l'écorceur et du collimateur, dans le fonctionnement d'un générateur de jets moléculaires supersoniques.

Tableau XIV

GAZ	D^* (mm)	$(C_s(\gamma))_{opt}$
N ₂	0,47	7,14
O ₂	"	7,08
CO	"	7,13
CO ₂	"	7,04
N ₂ O	"	7,16
N ₂	0,83	7,32
O ₂	"	7,11
CO	"	7,20
CO ₂	"	7,19
N ₂ O	"	7,16
N ₂	"	7,07
CO ₂	"	7,18

II - ETUDE DES PERTURBATIONS LIEES A LA PRESENCE DE L'ECORCEUR DANS LA FORMATION DU JET MOLECULAIRE SUPERSONIQUE

Pour étudier les perturbations créées par l'écorceur au cours de l'extraction du jet supersonique, on peut considérer séparément les divers paramètres géométriques caractérisant ce diaphragme conique :

- le diamètre D_E de son orifice,
- les longueurs L_{int} et L_{ext} des cônes intérieur et extérieur, respectivement,
- les angles α_{int} et α_{ext} de ces cônes,
- et la finesse de l'arête qui dépend de l'épaisseur δ_E de la lèvre et de l'angle $\frac{1}{2}(\alpha_{ext} - \alpha_{int})$ suivant lequel se coupent les deux surfaces coniques.

Il semble qu'aucune étude systématique et complète de ces divers paramètres géométriques n'ait été faite antérieurement. Cependant ZAPATA et al. (1961) ont mis en évidence, même avec des écorceurs qui paraissaient insuffisamment affûtés, de faibles effets liés à la finesse de l'arête du cône. Plus tard, BIER et HAGENA (1966) ont examiné partiellement l'influence des angles du cône. Ils ont montré par strioscopie et avec des pressions relativement élevées ($P_0 = 80$ atm. et $P_1 = 1$ atm.) que le choc frontal peut être attaché à l'arête de l'écorceur, même avec un angle extérieur atteignant la valeur 104° . De plus, leurs expériences concernant l'influence de l'angle intérieur sur le jet moléculaire, font apparaître de faibles variations entre les mesures faites pour $\alpha_{int} = 90^\circ$, 70° et 50° , et une perturbation importante pour $\alpha_{int} = 20^\circ$. Enfin, dans une étude non systématique, où les angles intérieur et extérieur changeaient simultanément et sans conserver une différence constante, BOSSEL et al. (1968, 1969) ont obtenu les meilleurs résultats avec des angles faibles : 25° et 32° en particulier. A l'aide d'un appareil monté dans la grande soufflerie de BERKELEY, ces auteurs ont surtout trouvé et étudié

l'effet important relatif à la longueur L_{ext} du cône extérieur. Une réduction de ce paramètre semble être équivalente à une diminution de vitesse de pompage dans la chambre de détente.

Nous allons maintenant donner les résultats de nos expériences concernant une étude beaucoup plus complète de ces divers paramètres géométriques. L'influence de la longueur du cône intérieur n'a cependant pas été examinée et toutes les expériences ont été faites avec $L_{\text{int}} = 11 \text{ mm}$.

Les divers résultats qui vont être présentés ont été obtenus :

- en utilisant le même collimateur que précédemment, de diamètre $D_C = 0,74 \text{ mm}$ et placé tel que $x_C - x_E = 12 \text{ mm}$,
- en prenant aussi le même détecteur à ionisation situé à la distance $x_D - x_E = 103 \text{ mm}$ de l'écorceur (figures 43 et 44),
- en maintenant constants les facteurs définissant le jet libre non perturbé à l'entrée de l'écorceur (P_0 , T_0 , D^* , nature du gaz),
- et en traçant dans ces conditions des courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ qui permettent de faire des comparaisons à x_E constant, pour un domaine étendu de ce facteur.

Ces expériences ont été réalisées le plus souvent avec des pressions génératrices voisines de $(P_0)_{\text{opt}}$. Ainsi, $(Kn_0)_{\text{opt}}$, $(P_0/P_1)_{\text{opt}}$ et D_{eff}^* étant constants, les variations de $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$ apparaissent directement d'après celles de $1/(x_E)_{\text{opt}}$.

L'essentiel de ces résultats a été présenté au "2ème Symposium International sur les jets moléculaires de haute et moyenne énergie" qui a eu lieu à Cannes, en juillet 1969 (CAMPARGUE, 1969 d).

A - Diamètre D_E de l'écorceur

En faisant croître D_E de 0,42 à 0,83 mm, à l'aide d'écorceurs dont les autres paramètres géométriques sont identiques, un gain d'environ 30 % a été obtenu dans l'intensité du jet moléculaire. Cela reste très inférieur au rapport des aires des ouvertures du diaphragme. Il est bien normal que I augmente quand on fait croître D_E à partir de zéro. Cependant la divergence des lignes de courant du jet libre entraîne une valeur limite de ce paramètre (diamètre utile), au-delà de laquelle toute augmentation devient inutile pour améliorer l'intensité du jet moléculaire (HAGENA et MORTON, 1967). Elle peut même devenir nuisible par suite du phénomène de diffusion qui résulte de l'augmentation simultanée de la pression P_2 dans la deuxième chambre. Ainsi D_E ne peut varier indépendamment de la vitesse de pompage dans ce compartiment intermédiaire. Celle-ci qui avait été choisie un peu trop faible pour notre premier appareil, a été augmentée d'un facteur voisin de 3 pour le deuxième. Les meilleures valeurs trouvées alors pour D_E sont voisines de 0,6 mm.

Les résultats présentés dans le tableau XIV montrent que $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$ est peu sensible aux variations de D_E de 0,42 à 0,83 mm. On verra dans le chapitre suivant que d'autres expériences effectuées à Saclay et ailleurs ont confirmé que notre nombre sans dimensions est indépendant de D_E (CAMPARGUE, 1969a).

B - Longueur L_{ext} du cône extérieur

Cette étude a été faite à l'aide d'un écorceur de diamètre $D_E = 0,42 \text{ mm}$ et dont les angles intérieur et extérieur sont 50° et 70° , respectivement. La longueur L_{ext} a été modifiée à l'aide d'un manchon cylindrique s'emboîtant sur le cône

extérieur et raccourci progressivement par tranches de 1 mm (figure 61). Ainsi, on a pu faire varier L_{ext} de 1 à 6 mm. La longueur $L_{\text{ext}} = 0$ a été étudiée en réduisant l'écorceur à un orifice de diamètre $D_E = 0,56$ mm, pratiqué dans une paroi mince normale à l'axe du jet.

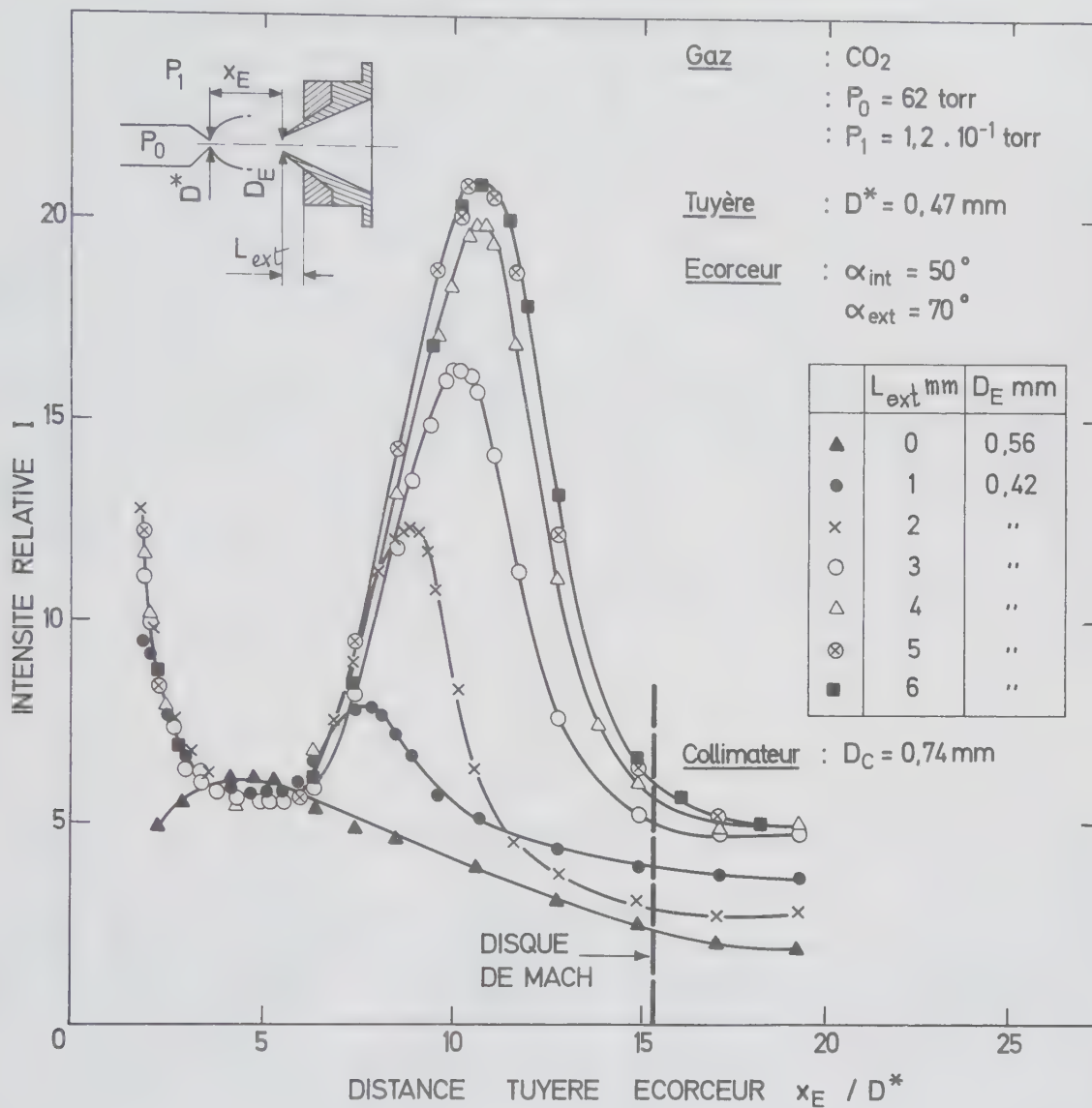


Figure 61 - Influence de la longueur L_{ext} du cône extérieur de l'écorceur sur les courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$

Les courbes de la figure 61, représentant les intensités de jets moléculaires de CO_2 en fonction de la distance tuyère-écorceur x_E/D^* , montrent l'importance de ce paramètre L_{ext} . Ces résultats, donnés par notre petit appareil, sont qualitativement semblables à ceux qui ont été trouvés dans la grande soufflerie de BERKELEY (BOSSEL et al. 1969). En comparant ces courbes à celles de la figure 58, on constate que le choix d'une longueur L_{ext} trop faible semble produire, comme à BERKELEY, le même effet qu'une réduction de vitesse de pompage dans la chambre de détente. Mais cette perturbation devient négligeable pour $L_{\text{ext}} > 4$ mm et en particulier pour

la longueur $L_{\text{ext}} = 6$ mm avec laquelle nos invariants $(\gamma_1)_{\text{opt}}$ et $(\gamma_2)_{\text{opt}}$ et par suite notre nombre sans dimensions $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$, ont été obtenus. En plus des courbes données sur la figure 61 pour CO_2 et déjà publiées (CAMPARGUE, 1969d), nous avons trouvé des résultats semblables pour l'argon, l'hydrogène et l'azote. Les variations de $(x_E/D^*)_{\text{max}}$ en fonction de L_{ext} , représentées pour ces trois gaz sur la figure 62-A, montrent encore que le phénomène étudié est éliminé pour des longueurs du cône extérieur toujours inférieures à 6 mm. Dans le cas de CO_2 , où le cryopompage a permis d'obtenir des rapports de détente plus grands, on constate (figure 62-B) que ces effets disparaissent plus difficilement, lorsque x_M augmente à la suite d'une diminution de P_1 . Il faut remarquer aussi que ces perturbations deviennent inexistantes pour des longueurs du cône extérieur beaucoup plus faibles que la valeur $L_{\text{ext}} = 32,6$ mm trouvée par BOSSEL et al. (1969). Dans ces expériences effectuées avec des jets beaucoup plus grands que les nôtres ($x_M \approx 300$ mm), une visualisation réalisée à l'aide d'un canon à électrons, a montré que cet effet est lié à l'épaisseur du disque de Mach. Celle-ci est nettement plus faible avec nos appareils, par suite des valeurs relativement élevées de P_1 . Cela pourrait expliquer les différences quantitatives existant entre les résultats obtenus à BERKELEY et à SACLAY.

On pourrait interpréter de la même façon les variations résultant d'une diminution de P_1 présentées sur la figure 62-B.

C - Angle α_{ext} du cône extérieur

Une étude comparative a été faite pour divers écorceurs définis par :

$D_E : 0,50 \pm 0,02$ mm	$2\mu \leq \delta_E \leq 4\mu$
$\alpha_{\text{int}} = 50^\circ \pm 20'$	$L_{\text{int}} = 11$ mm
$\alpha_{\text{ext}} = 60^\circ, 80^\circ, 90^\circ, 100^\circ \pm 1^\circ$	$L_{\text{ext}} = 6$ mm

et pour le diaphragme utilisé dans la série précédente ($L_{\text{ext}} = 0$, $D_E = 0,56$ mm) dont l'angle extérieur est de 180° .

Ces expériences font apparaître une influence très importante de α_{ext} sur la hauteur des pics (figures 63 à 66) qui pourrait être attribuée, au moins partiellement, aux molécules réfléchies par le cône extérieur. Cet effet, qui diminue avec α_{ext} , semble avoir été décelé et éliminé par ANDERSON et al. (1966), dans le cas de CO_2 , en piégeant ces molécules sur un écorceur refroidi à l'azote liquide. Il faut cependant remarquer que simultanément le cône intérieur était refroidi et les conditions de pompage améliorées de chaque côté du diaphragme.

Par contre, l'angle extérieur du cône paraît avoir une influence négligeable sur la position des pics. Ce résultat nouveau a été donné récemment pour CO_2 (CAMPARGUE, 1969d). Nous le représentons ici pour ce même gaz étudié avec deux valeurs différentes de x_M (figures 63 et 64). Enfin nous l'avons confirmé avec l'hydrogène (figure 65) et l'azote (figure 66). Ainsi l'invariance de $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$ demeure valable pour: $60^\circ < \alpha_{\text{ext}} < 100^\circ$.

De plus, une autre conclusion importante semble bien résulter de ces expériences : le maximum des courbes n'est pas déterminé par l'apparition d'une onde de choc détachée en amont de l'écorceur. En effet, ce phénomène observé par BIER et HAGENA (1963), par strioscopie et avec des pressions relativement très élevées ($P_0 = 40$ atm. et $P_1 = 1$ atm.), devrait dépendre théoriquement de α_{ext} (ROSENGARD, 1967).

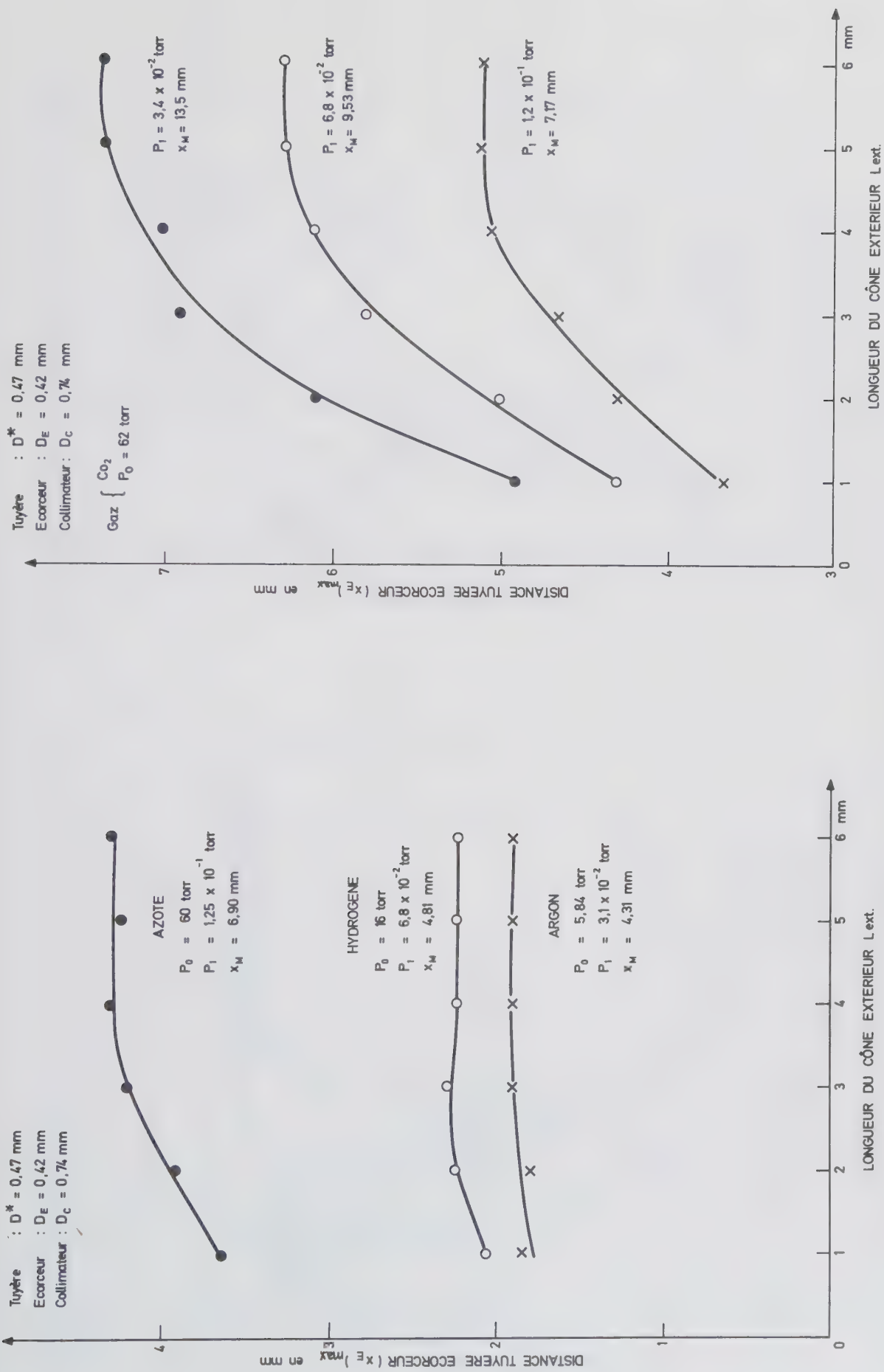


Figure 62-A - Déplacement du maximum des courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ en fonction de la longueur L_{ext} du cône extérieur de l'écorceur.

Figure 62-B - L'influence du facteur L_{ext} devient plus difficile à éliminer quand on augmente x_M par diminution de P_1 .

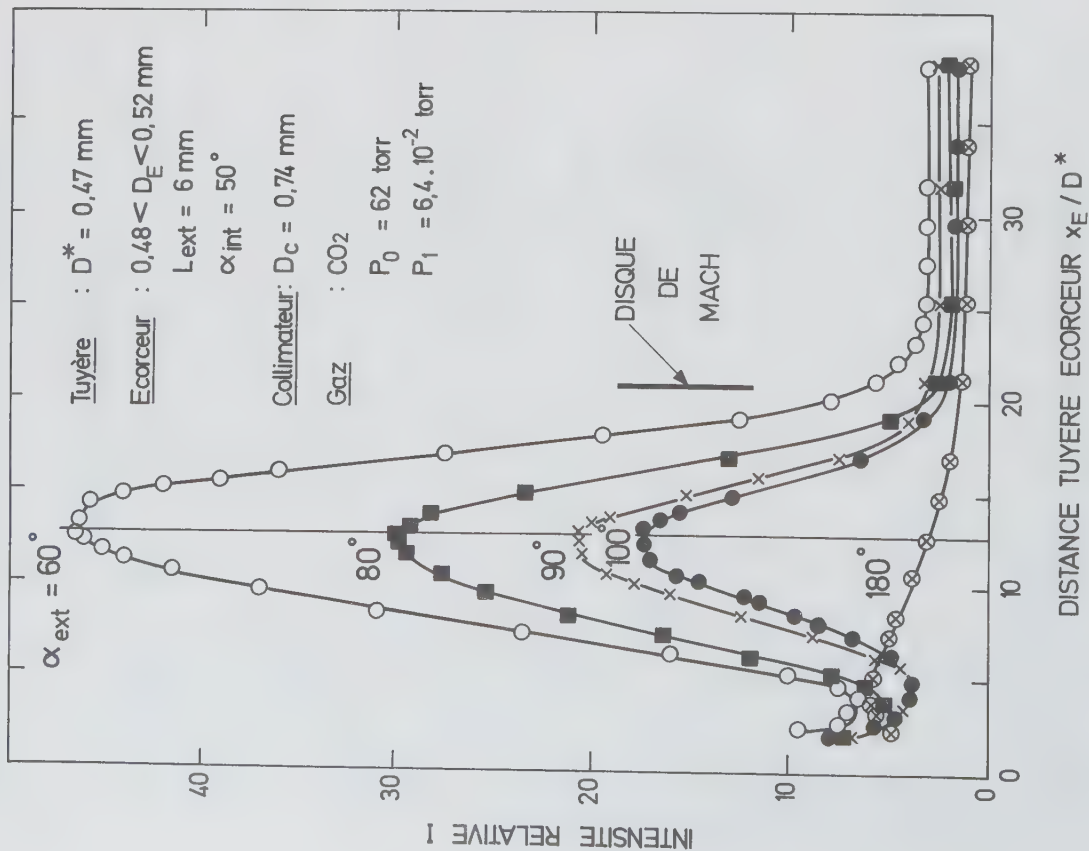


Figure 63 - La valeur α_{ext} de l'angle du cône extérieur de l'éjecteur a une influence sur la hauteur des pics de $I = f(x_E/D^*) P_0$ obtenus pour CO_2 et un effet négligeable sur leur position $(x_E/D^*)_{max}$.

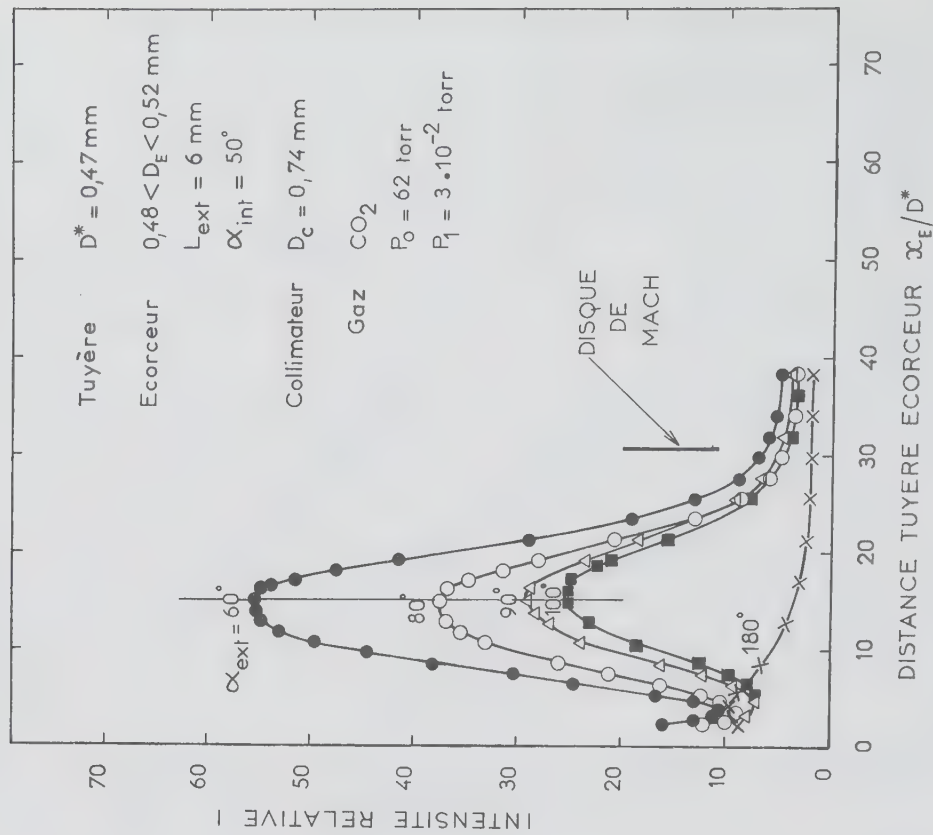


Figure 64 - Les résultats donnés sur la figure 63 sont confirmés en prenant une valeur plus grande de la longueur x_M de la bouteille de choc, obtenue pour CO_2 par diminution de P_1 .

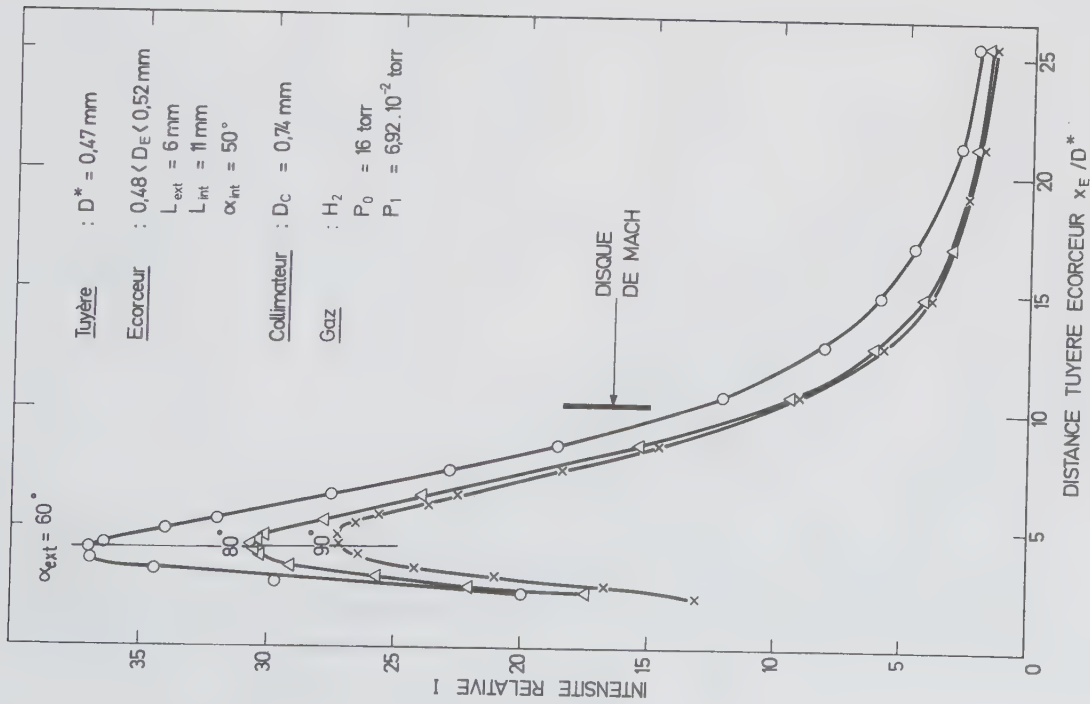


Figure 65 - Les résultats précédents (figures 63 et 64), obtenus pour CO_2 , sont confirmés en produisant des jets moléculaires d'hydrogène.

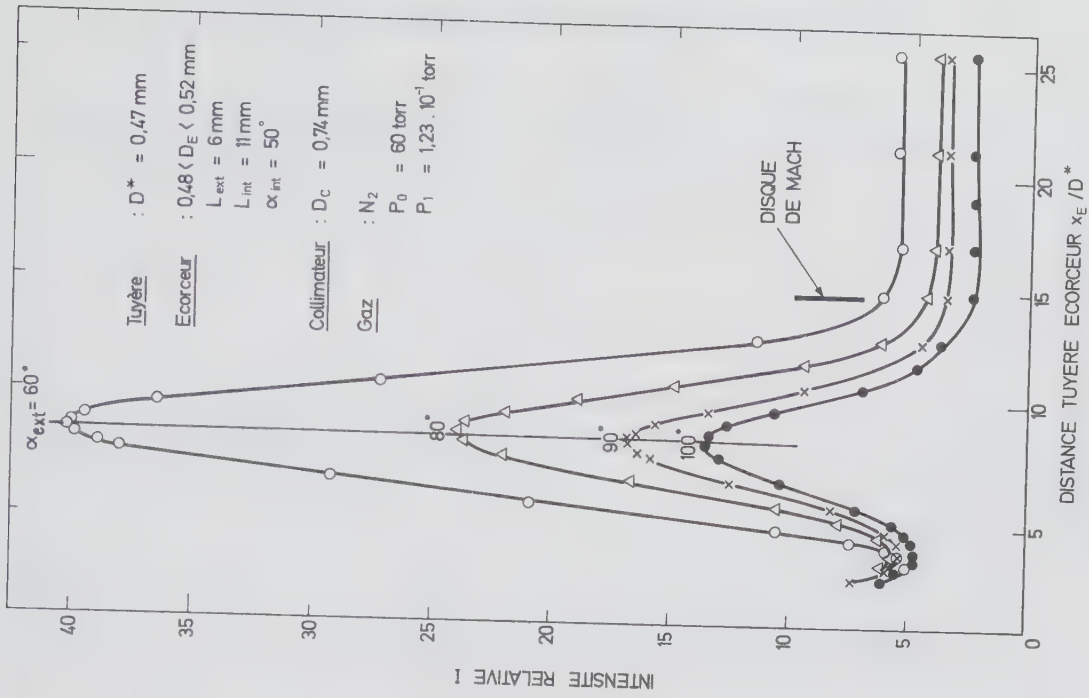


Figure 66 - Les résultats obtenus pour CO_2 et H_2 (figures 63 à 65) sont confirmés en produisant des jets moléculaires d'azote.

Cette étude a fait apparaître une perturbation diminuant avec l'angle du cône extérieur, mais ne semblant pas être complètement éliminée pour $\alpha_{\text{ext}} = 60^\circ$. Il serait sans doute intéressant de réduire encore cet angle, ce qui ne peut être réalisé sans diminuer aussi α_{int} dont nous allons examiner l'effet maintenant.

D - Angle α_{int} du cône intérieur

Nous avons comparé quatre écorceurs dont les caractéristiques géométriques sont les suivantes :

$$\begin{aligned} D_E &= 0,50 \pm 0,02 \text{ mm} & 2\mu &\leq \delta_E \leq 4\mu \\ \alpha_{\text{ext}} &= 60^\circ \pm 20' & L_{\text{int}} &= 11 \text{ mm} \\ \alpha_{\text{int}} &= 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ \pm 1^\circ & L_{\text{ext}} &= 6 \text{ mm} \end{aligned}$$

Les expériences (figures 67 à 73) montrent que l'angle du cône intérieur a aussi une influence importante sur la hauteur des maxima de $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ et un effet presque négligeable (sauf pour les plus faibles valeurs de cet angle) sur leur position. L'invariance de $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$ reste donc vraie dans une grande partie du domaine étudié pour ce paramètre α_{int} .

Ces résultats obtenus d'abord pour l'azote (figure 67) et publiés récemment (CAMPARGUE, 1969d) ont été ensuite vérifiés pour l'argon (figure 68) et l'hydrogène (figure 69). Les distances $(x_E/D^*)_{\text{max}}$, qui sont relativement faibles avec ces

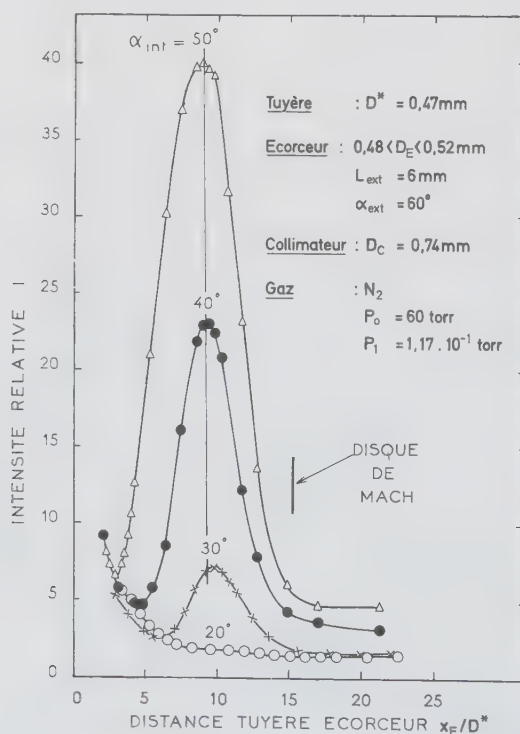


Figure 67 - La valeur α_{int} de l'angle du cône intérieur de l'écorceur a une influence sur la hauteur des pics de $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ obtenus pour l'azote et un effet presque négligeable sur leur position $(x_E/D^*)_{\text{max}}$. Un "jet moléculaire subsonique" apparaît pour $\alpha_{\text{int}} = 20^\circ$.

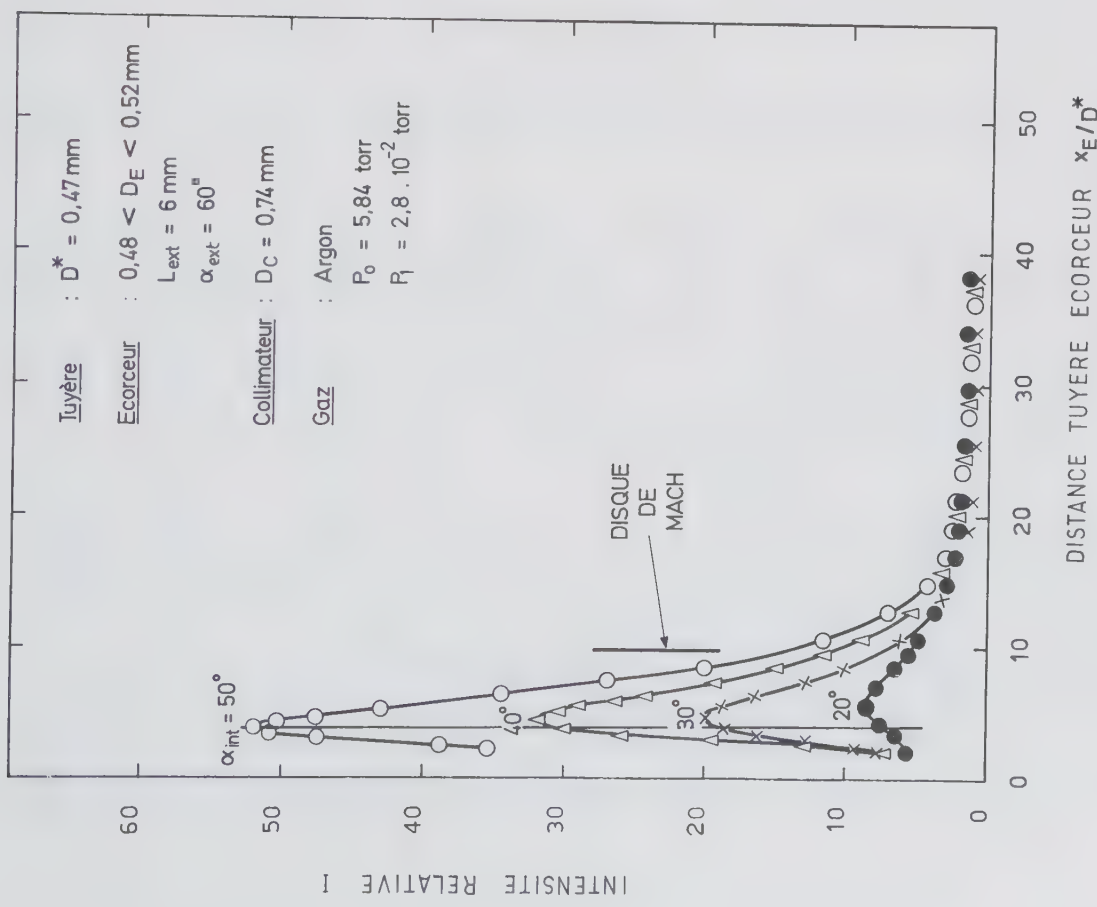


Figure 68 - Les résultats obtenus pour l'azote (figure 67) sont sensiblement retrouvés pour l'argon.

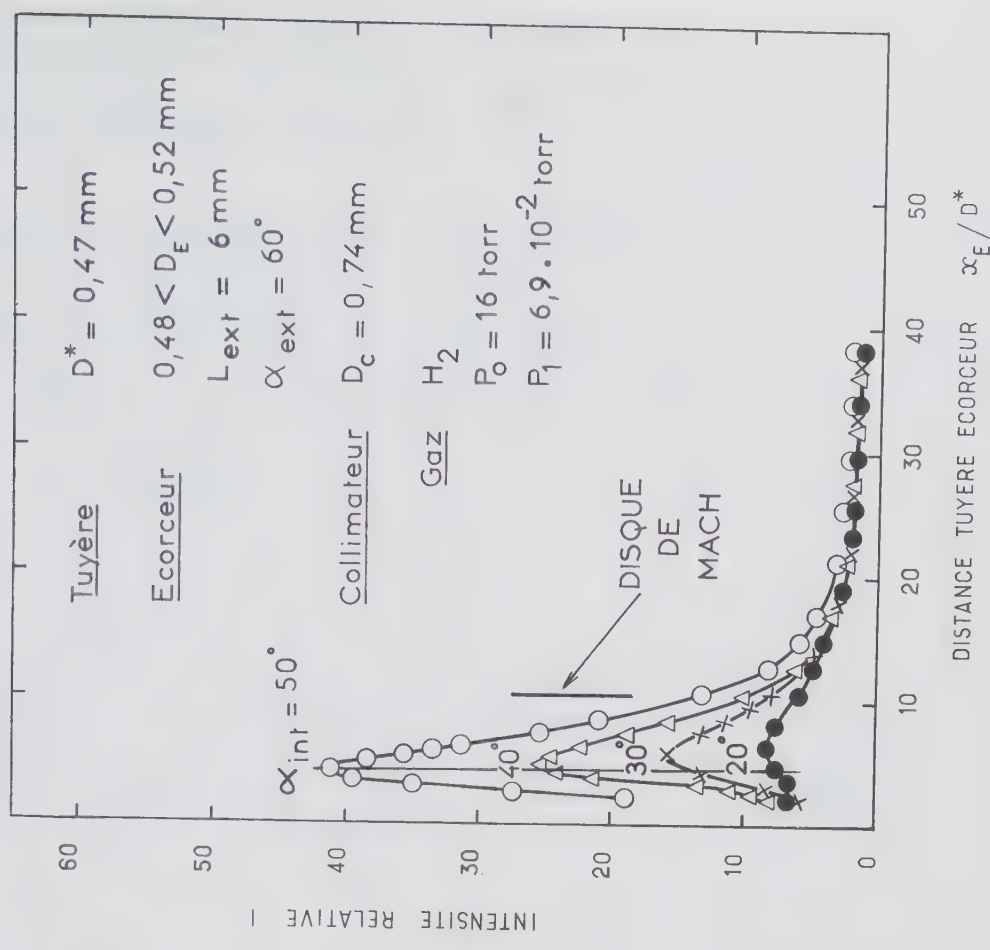


Figure 69 - Les résultats obtenus pour l'azote (figure 67) sont sensiblement retrouvés pour l'hydrogène.

derniers gaz, semblent cependant augmenter ici légèrement avec α_{int} . Nos premières observations ont été mieux confirmées avec CO_2 qui se comporte sensiblement comme l'azote (figures 70 et 71). Mais, avec de plus grandes valeurs de x_M réalisées en diminuant P_1 par cryopompage (figure 72), les variations subies par $(x_E/D^*)_{max}$ deviennent alors moins faibles.

Dans tous les cas, les perturbations les plus fortes se produisent avec les écorceurs les plus aigus. Ainsi, nos résultats sont qualitativement en accord avec ceux de BIER et HAGENA (1966) qui ont trouvé une dégradation importante du jet moléculaire pour $\alpha_{int} = 20^\circ$ et un effet presque négligeable entre 50° et 90° .

Cette influence de l'angle du cône intérieur est liée à la conductance de l'écorceur. Une valeur trop faible de α_{int} entraîne une mauvaise évacuation du gaz à l'orifice et à l'intérieur du cône. Il peut en résulter un phénomène de diffusion, la formation de chocs obliques à l'intérieur de l'écorceur ou même celle d'un choc normal détaché en amont de ce diaphragme. (BIER et HAGENA, 1963).

Il est probable que le choc frontal était presque toujours détaché de l'écorceur dans nos expériences effectuées avec un angle intérieur $\alpha_{int} = 20^\circ$. On remarque en effet, sur les figures 67, 70 et 73, une allure continuellement décroissante, comparable à celle trouvée théoriquement par BOSSEL (1969), dans le cas où le processus d'extraction est réalisé en aval d'une onde de choc. Nous traduirons l'expression "shock-beam" que cet auteur emploie pour désigner de tels jets, par "jet moléculaire subsonique", celle-ci étant choisie par analogie à "jet moléculaire supersonique". Il est bien entendu que ces qualificatifs indiquent l'origine et non l'état du jet moléculaire.

En comparant les trois réseaux de courbes des figures 70, 71 et 72, on remarque qu'une augmentation de x_M obtenue en diminuant P_1 , a tendance à éliminer ce "jet moléculaire subsonique". On retrouve la courbe correspondant à un tel jet (figure 73) en élevant la pression génératrice P_0 de 62 à 200 torr, tout en gardant P_1 voisin de 10^{-1} torr, comme pour les résultats donnés sur la figure 70. En d'autres termes, l'influence des chocs disparaît avec la raréfaction, comme on pouvait s'y attendre.

Dans nos expériences, l'influence de α_{int} ne semble pas être complètement éliminée, même quand cet angle atteint 50° . Cependant, dans la grande soufflerie de BERKELEY, BOSSEL et al. (1968, 1969) paraissent avoir utilisé avec succès des angles $\alpha_{int} = 25^\circ$. Cela pourrait résulter des grandes dimensions du jet libre donnant des lignes de courant sensiblement parallèles à l'entrée de l'écorceur. Il semble donc que α_{int} doive être étudié en liaison avec la longueur de la bouteille de choc ou encore de la vitesse de pompage dans la première chambre.

E - Finesse de l'arête de l'écorceur

Nous avons obtenu un gain de 20 à 30 % en réduisant de 10° à 5° l'angle $\frac{1}{2}(\alpha_{ext} - \alpha_{int})$, suivant lequel se coupent les deux surfaces coniques extérieure et intérieure.

Avec un écorceur de lèvre relativement épaisse (0,5 mm) et de diamètre $D_E = 0,5$ mm, nous avons trouvé des résultats comparables à ceux donnés sur la figure 61 pour $L_{ext} = 0$ et la figure 63 pour $\alpha_{ext} = 180^\circ$. Le maximum des courbes apparaît alors pour des distances x_E/D^* relativement faibles qui entraînent des

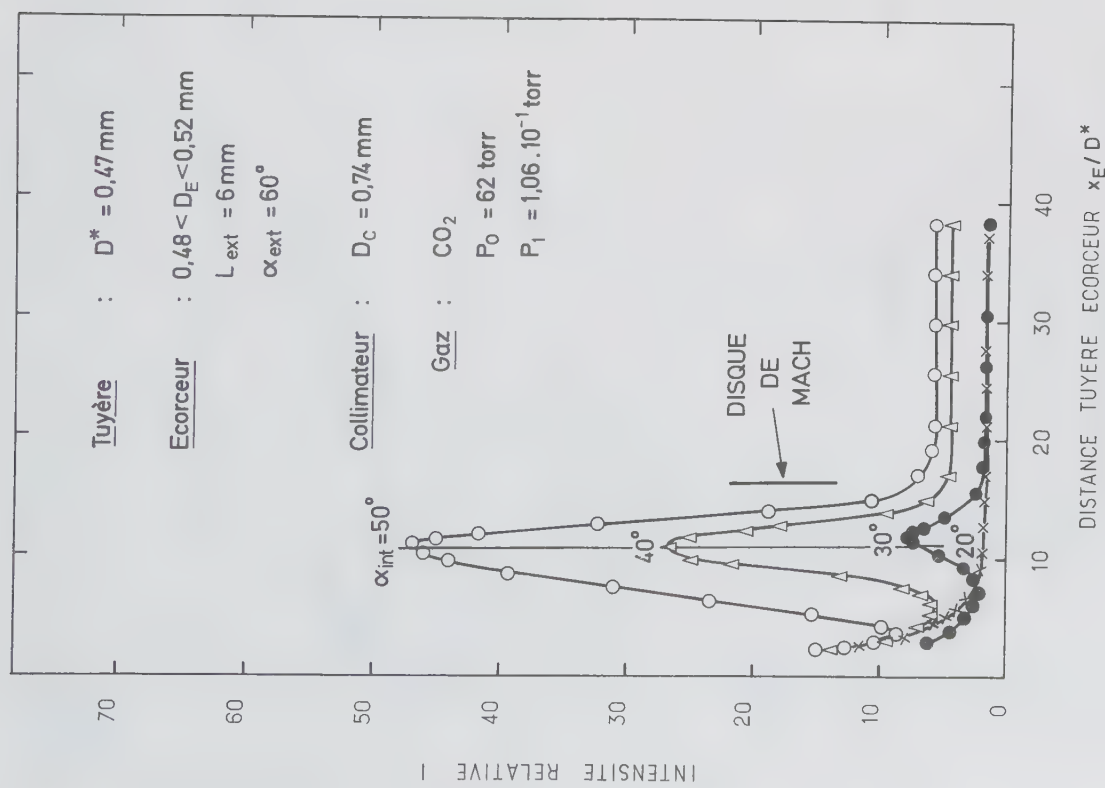


Figure 70 - Les résultats trouvés pour l'azote (figure 67) sont très bien confirmés en produisant des jets moléculaires de CO_2 . Un "jet moléculaire subsonique" apparaît pour $\alpha_{int} = 20^\circ$.

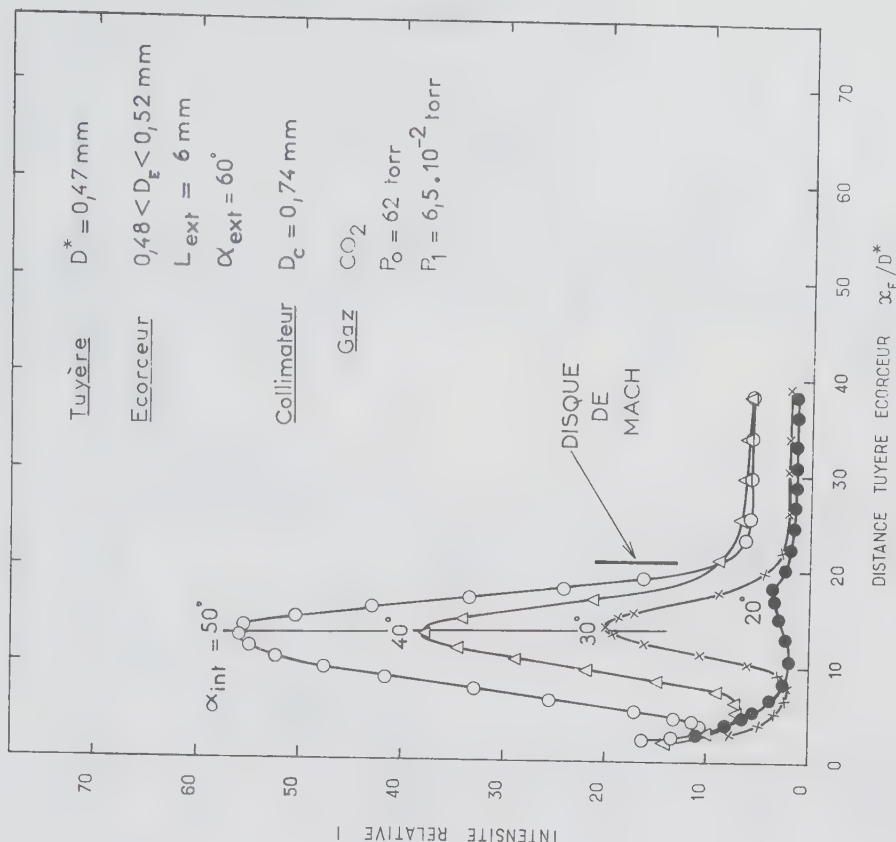


Figure 71 - En reprenant les conditions indiquées sur la figure 70, on observe qu'une augmentation de x_M obtenue en diminuant P_1 , a tendance à faire disparaître la courbe relative au "jet moléculaire subsonique" qui existait pour $\alpha_{int} = 20^\circ$.

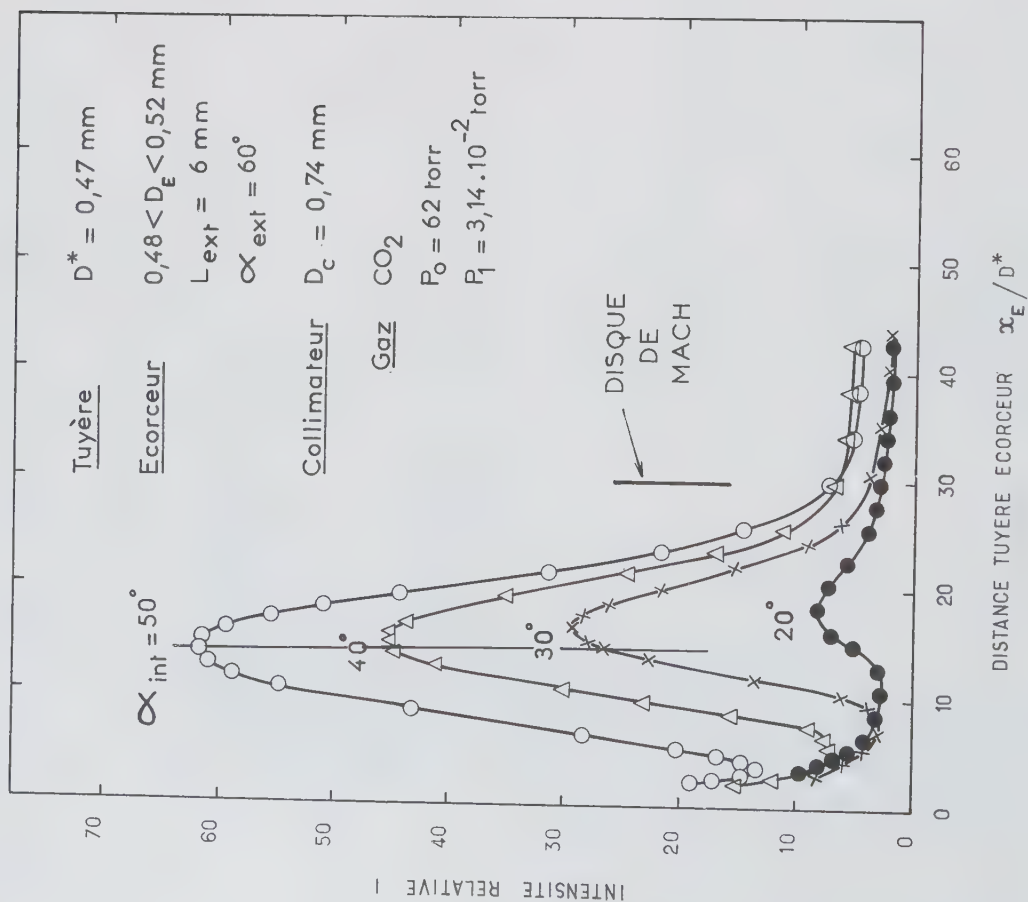


Figure 72 - En comparant ces résultats à ceux présentés sur les deux figures précédentes, on voit nettement qu'une augmentation de x_M , obtenue par diminution de P_1 , a tendance à éliminer la courbe relative au "jet moléculaire subsonique" qui apparaissait pour $\alpha_{int} = 20^\circ$.

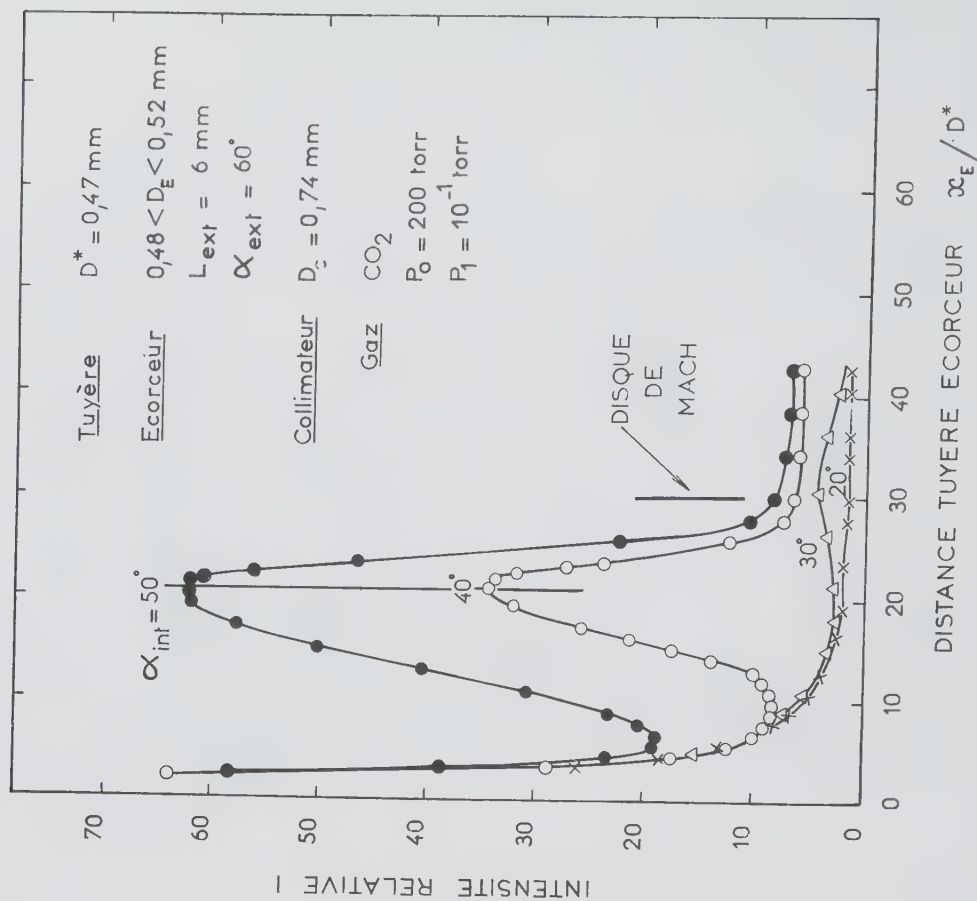


Figure 73 - Les figures 70 à 72 font apparaître un "jet moléculaire subsonique" ($\alpha_{int} = 20^\circ$) par augmentation de la pression résiduelle P_1 . Nous retrouvons ici un tel jet en élevant la pression génératrice P_0 de 62 à 200 torr, tout en gardant P_1 voisin de 10^{-1} torr, comme pour les résultats de la figure 70.

variations du nombre sans dimensions $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$. D'après des observations microscopiques, nos meilleurs diaphragmes ont une arête très "vive" dont l'épaisseur varie de 2 à 4 μ . Celle-ci est environ cent fois plus faible que le libre parcours moyen obtenu dans le jet à l'orifice d'extraction, au maximum des courbes présentées ci-dessus. Pour l'un de ces écorceurs qui a été légèrement émoussé accidentellement, nous avons observé un effet sur la hauteur des pics mais non sur leur position.

Le gain due à la finesse de l'arête du cône est difficile à chiffrer, puisque les écorceurs très émoussés donnent des jets moléculaires qui se distinguent peu du "bruit de fond" de notre détecteur. Cependant sa valeur semble être comprise entre un et deux ordres de grandeur.

F - Conclusion sur l'influence de l'écorceur

Cette étude relative à la géométrie de l'écorceur semble montrer qu'il est facile de choisir les paramètres D_E et L_{ext} pour que leurs effets soient négligeables dans la production de jets moléculaires supersoniques. Par contre, les courbes des figures 63 à 73 font apparaître de grandes difficultés pour éliminer les influences de α_{ext} et α_{int} . Dans nos expériences, les angles de 50° et 60° semblent donner les meilleurs résultats et ces valeurs peuvent sans doute diminuer, en même temps que leurs effets, si on augmente x_M ou la vitesse de pompage dans la chambre de détente. Enfin, l'extraction du jet supersonique est améliorée en donnant à l'écorceur une arête très "vive". Il est donc impossible d'éviter totalement l'influence de ce diaphragme. Cependant notre nombre sans dimensions demeure indépendant de ces divers paramètres géométriques quand ils varient dans des domaines convenables et facilement accessibles. Il présente donc un certain caractère de généralité.

III - INFLUENCE DES PARAMETRES LIES A LA PRESENCE DU COLLIMATEUR, SUR L'INTENSITE DU JET MOLECULAIRE SUPERSONIQUE

A - Forme générale du collimateur

La géométrie du collimateur n'a pas une grande importance puisque l'écoulement doit se faire en régime moléculaire au niveau de son orifice. Le profil conique a cependant été choisi pour réduire la distance $x_C - x_E$ parcourue par le jet dans la deuxième chambre, où règne une pression P_2 relativement élevée : $10^{-4} < P_2 < 10^{-3}$ torr. Pour le premier appareil, le collimateur est identique à l'écorceur, ce qui facilite éventuellement les changements de diamètres par permutation de ces diaphragmes. On peut rappeler que cela reste aussi possible pour la tuyère conique utilisée le plus souvent (figure 2b'). Nous avons pris un cône plus aigu pour le collimateur monté sur notre deuxième générateur et sur les deux versions commerciales réalisées par la S.E.A.V.O.M. (chapitre 10). Cela permet de diminuer l'encombrement et par suite d'améliorer la vitesse d'évacuation du gaz entre les deux diaphragmes, tout en maintenant leur distance $x_C - x_E$ assez faible.

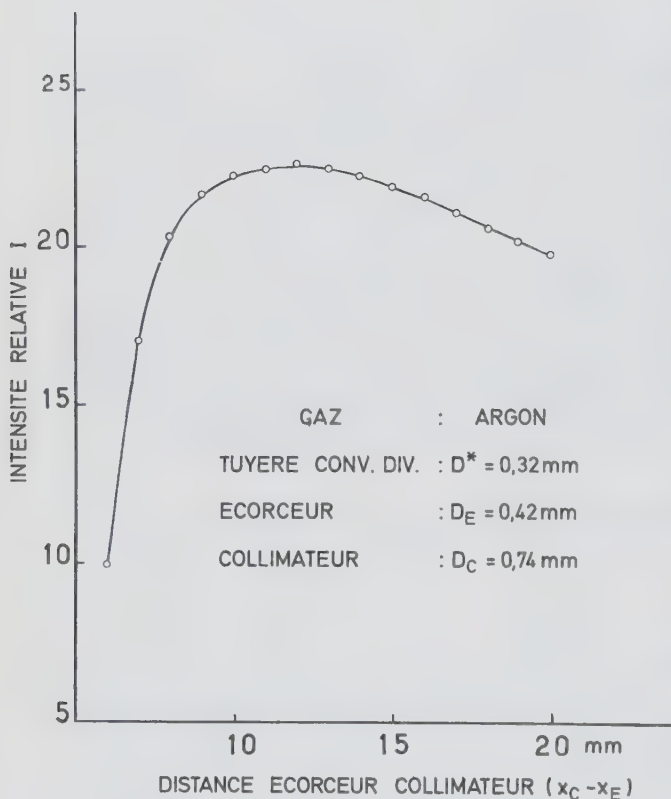
B - Influence du diamètre D_C du collimateur

Le diamètre D_C définit l'angle solide contenant le jet moléculaire et détermine aussi l'intensité totale de celui-ci. Ce paramètre géométrique doit être

fixé en tenant compte d'une part de la divergence acceptable pour le faisceau moléculaire (suivant les applications envisagées), d'autre part de la pression résiduelle P_3 à ne pas dépasser dans la chambre d'utilisation. Le choix de D_C apparaît ainsi lié à la vitesse de pompage dans la troisième chambre. Avec nos appareils, il est facile d'avoir $P_3 < 10^{-5}$ torr, avec: $0,5 < D_C < 1$ mm.

C - Influence de la distance $x_C - x_E$ parcourue par le jet dans la deuxième chambre

Pour étudier convenablement I en fonction de ce paramètre, il faut que le jet moléculaire soit contenu dans un angle solide toujours supérieur à celui qui s'appuie sur l'orifice du détecteur. Cette condition est réalisée avec $D_C = 0,74$ mm et le dispositif de détection utilisé (figures 43 et 44).



L'atténuation du jet moléculaire dans la chambre de collimation, est donnée par le facteur de diffusion :

$$\exp \left\{ -(x_C - x_E) / \lambda_2 \right\}$$

déjà défini au chapitre 8. Si P_2 et par suite λ_2 sont constants, l'intensité I doit être continuellement décroissante en fonction de $(x_C - x_E)$. Mais une distance trop faible entre les deux diaphragmes peut gêner l'évacuation du gaz et par suite augmenter P_2 sur le parcours du jet. Ainsi la courbe $I = f(x_C - x_E)$ présente d'abord une partie croissante de forte pente correspondant à une diminution de ce dernier effet (figure 74). Celui-ci devient toujours négligeable pour $x_C - x_E \approx 12$ mm, devant le phénomène de diffusion qui apparaît ensuite. On en déduit que la diffusion due au gaz résiduel à la pression P_2 , n'est pas très importante si l'on a : $x_C - x_E \geq 12$ mm.

Figure 74 - Courbe $I = f(x_C - x_E)$

D - Conditions optimales et paramètres liés au collimateur

En restant dans des limites convenables, les invariants $(\mathfrak{I}_1)_{\text{opt}}$ et $(\mathfrak{I}_2)_{\text{opt}}$ et par suite le nombre sans dimensions $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$, demeurent indépendants du diamètre D_C et de la distance $(x_C - x_E)$ que nous venons d'examiner.

IV - FACTEURS DE DEGRADATION DOMINANTS DANS LA PRODUCTION DE JETS MOLECULAIRES SUPERSONIQUES

A - Interprétation de la forme générale d'une courbe $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ quelconque

L'étude précédente concernant les diverses perturbations dues aux pressions résiduelles (P_1 , P_2 , P_3) et à la présence des deux diaphragmes (surtout l'écorceur), permet de mieux comprendre la forme des courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$. Celles-ci sont très différentes des courbes théoriques qui restent continuellement décroissantes tout en gardant des intensités toujours supérieures aux valeurs expérimentales (figure 41,B). En négligeant la première partie décroissante, où les faibles distances x_E/D^* donnent des jets moléculaires à profils très larges, il apparaît dans les diverses courbes présentées ci-dessus, deux régions principales séparées à la distance $(x_E/D^*)_{\max}$.

1° - Partie croissante $x_E/D^* < (x_E/D^*)_{\max}$

Les variations de I sont alors en sens inverse des prévisions théoriques. Bien que l'effet d'invasion soit faible mais encore présent dans ces conditions (chapitre 6), le jet moléculaire paraît être indépendant de la pression P_1 dans la chambre de détente (figure 58). Il semble subir des perturbations surtout en aval de l'écorceur. Il peut être dégradé en particulier par une autodiffusion se produisant dans le jet après sa première extraction. Cela est déjà possible au maximum maximorum avec les valeurs relativement faibles trouvées pour $(Kn_E)_{\text{opt}}$ et a fortiori aux distances $x_E < (x_E)_{\text{opt}}$. VALLEAU et DECKERS (1965) ont étudié théoriquement ce problème, mais à partir d'hypothèses très discutées. Enfin, ce phénomène d'autodiffusion en aval de l'écorceur, permettrait d'expliquer des effets de séparation que nous avons trouvés. Ceux-ci se produisent lorsque des jets de mélanges binaires traversent la deuxième chambre (CAMPARGUE, 1967b). Ils seront présentés dans la 5ème partie (voir chapitre 17).

Notre étude relative au paramètre α_{int} permet d'ajouter d'autres influences liées à l'évacuation du gaz à l'entrée et à l'intérieur de l'écorceur ; diffusion, couches limites, chocs obliques, chocs détachés... Il n'est pas évident que ces perturbations, qui diminuent quand cet angle augmente, soient complètement éliminées lorsqu'il atteint 50° .

Enfin les résultats concernant α_{ext} montrent aussi, dans la partie croissante des courbes, un effet important s'exerçant en amont de l'écorceur. Il peut être dû, au moins partiellement, aux molécules réfléchies par la surface extérieure du cône.

Ces divers facteurs, intervenant simultanément, créent un phénomène global difficile à étudier et dont la complexité est accentuée par des effets de raréfaction. Quand x_E/D^* augmente, ces perturbations qui sont liées à la présence de l'écorceur, s'atténuent et les valeurs expérimentales se rapprochent des valeurs théoriques continuellement décroissantes. Cependant, un facteur d'atténuation qui dépend de la pression P_1 (voir paragraphe suivant) se manifeste alors et peut devenir prépondérant avant la disparition complète des effets précédents. Il se produit ainsi un maximum suivi d'une décroissance plus forte que celle prévue par la théorie.

2° - Partie décroissante $x_E/D^* > (x_E/D^*)_{\max}$

Pour expliquer l'effet dû à la pression résiduelle P_1 dans la chambre de détente, nous avons déjà éliminé (sauf dans le cas des faibles angles α_{int}) l'hypothèse de BIER et HAGENA (1963) relative au détachement du choc frontal en amont de l'écorceur. Ce phénomène devrait en effet dépendre théoriquement de α_{ext} , contrairement à ce que nous avons observé.

Nous pensons maintenant que la perturbation liée à P_1 se produit principalement par invasion du jet libre (voir figure 58). Il est en effet évident que le pompage s'exerçant sur un gaz étranger au jet détendu (chapitre 6), existe aussi pour le gaz résiduel provenant de la tuyère. Ce phénomène d'auto-invasion est négligeable mais toujours présent aux faibles distances x_E/D^* , où se produisent les autres perturbations liées à la présence de l'écorceur, comme on l'a indiqué ci-dessus. Cet effet augmente d'une façon continue quand l'écorceur s'éloigne de la tuyère. Il devient enfin dominant et détermine ainsi le maximum et la deuxième décroissance de la fonction $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$.

B - Lieu des maxima de $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ et maximum maximorum

Notre étude expérimentale a montré que l'intensité I du jet moléculaire dépend de divers paramètres appartenant au premier et au deuxième groupe. Ainsi, quand on fait varier P_0 et par suite P_1 (dans les conditions où $x_M \approx \text{Cte}$), on obtient un réseau de courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ qui ont la même allure générale mais des maxima plus ou moins prononcés. Cela résulte des nombreuses influences agissant simultanément et dépendant de P_0 et P_1 . Il est donc normal d'avoir trouvé un maximum maximorum, c'est-à-dire les conditions optimales $(P_0)_{\text{opt}}$ et $(x_E)_{\text{opt}}$.

FENN et DECKERS (1963) ont observé que la fraction la plus grande de l'intensité prévue théoriquement, était obtenue avec les pressions génératrices P_0 les plus faibles. Ce résultat a été retrouvé par FENN et ANDERSON (1966) et ensuite par BOSSEL (1968), qui ont montré que cette fraction augmente avec le rapport Kn_E/μ_E entre les nombres de KNUDSEN et de MACH à l'orifice de l'écorceur. Enfin, nos expériences réalisées dans des conditions assez différentes des précédentes, semblent encore confirmer ces observations. Nous allons le montrer ci-dessous tout en essayant de trouver la signification du maximum maximorum.

Nous avons examiné, pour un certain nombre de réseaux de courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$, le lieu des maxima. A chaque pic correspond une intensité $I_{\max} < I_{\text{opt}}$ obtenue avec une pression génératrice $P_0 \neq (P_0)_{\text{opt}}$ et une distance tuyère-écorceur $(x_E)_{\max} \neq (x_E)_{\text{opt}}$. On a étudié les variations du rapport $(I_{\max}/I_{\text{opt}})_{\text{exp}}$ donné par l'expérience, en fonction de $(x_E)_{\max}$. C'est encore la projection sur le plan I o x_E , de la crête de la surface $I = F(x_E, P_0)$. A chaque couple de paramètres P_0 et $(x_E)_{\max}$ associés à un point de la courbe ainsi obtenue, correspond une intensité théorique $(I_{\max})_{\text{th}}$. Cette dernière ayant aussi un optimum $(I_{\text{opt}})_{\text{th}}$, nous avons considéré le rapport $(I_{\max}/I_{\text{opt}})_{\text{th}}$, comme pour les valeurs expérimentales.

Les figures 75 et 76 donnent les résultats ainsi trouvés pour l'azote et le méthane. Pour ces deux gaz, les rapports théoriques ont été calculés en négligeant les effets de viscosité au col de la tuyère ($C_d = 1$). Pour CO_2 , au contraire, les résultats donnés sur la figure 3 ont permis de faire les corrections relatives à

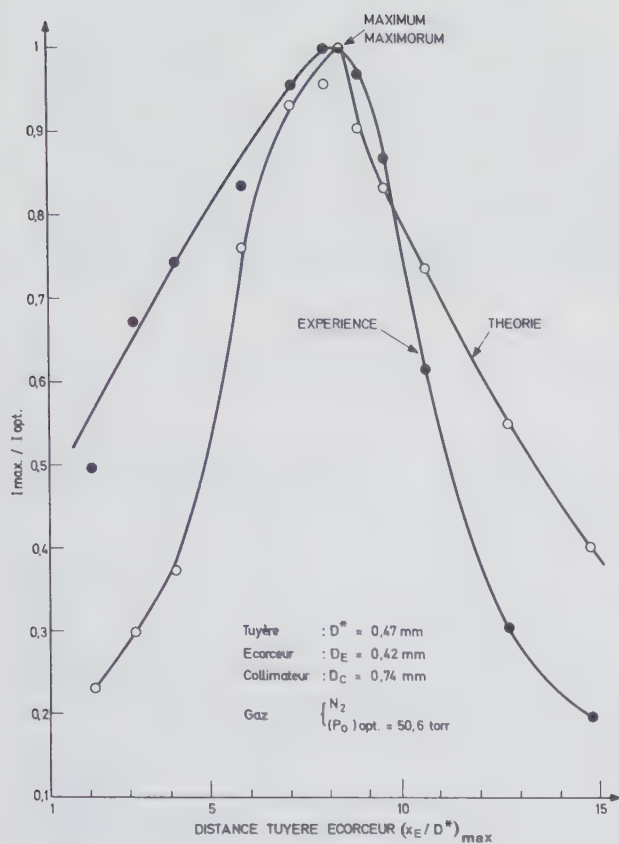


Figure 75

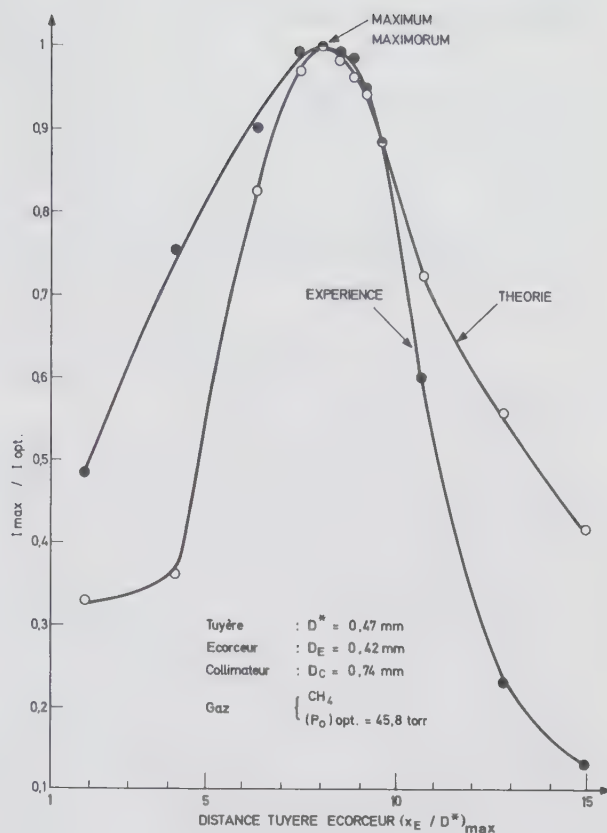


Figure 76

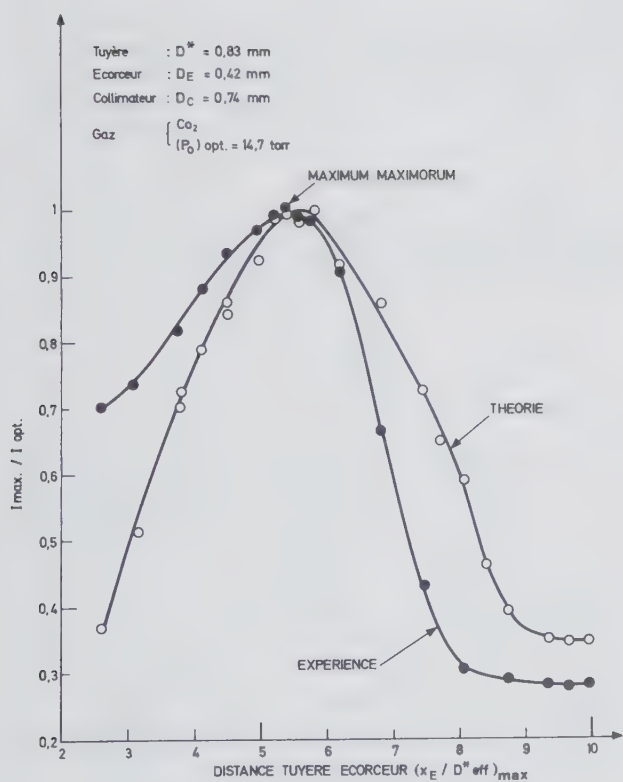


Figure 77

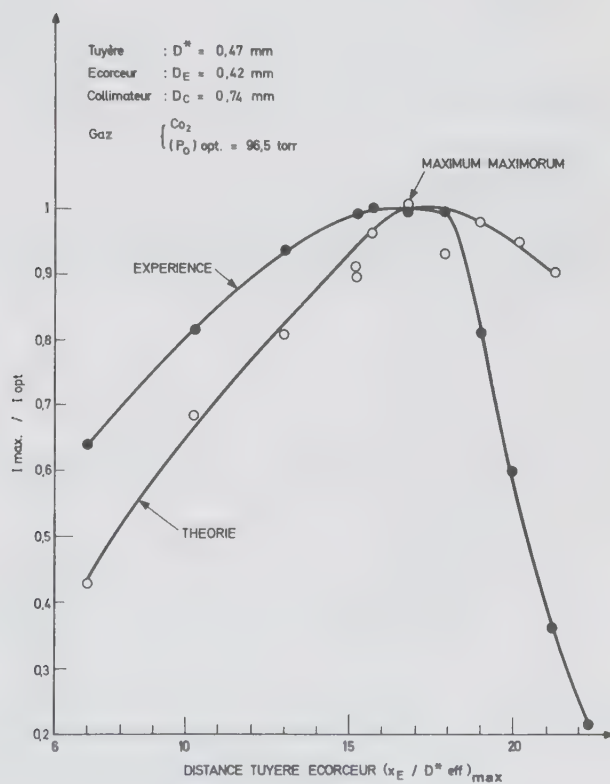


Figure 78

C_d . Les deux courbes ainsi obtenues (figures 77 et 78) permettent de tirer les mêmes conclusions que les deux précédentes :

1° - La courbe théorique atteint son maximum dans les mêmes conditions que la courbe expérimentale, c'est-à-dire celles donnant le maximum maximorum. Avant de connaître ce résultat, nous avons remarqué que le rapport $P_0/(x_E)_{\max}$ passait aussi par un maximum dans ces mêmes conditions optimales. On peut l'expliquer en rappelant (chapitre 8) que pour $M_E > 10$ l'intensité théorique du jet moléculaire varie approximativement (78) comme $P_0 \cdot (x_E/D^*)^{2(\gamma-2)}$, ce qui n'est pas très différent de $P_0 \cdot (x_E/D^*)^{-1}$, surtout pour $\gamma = 7/5$.

2° - Les courbes (expérimentale et théorique) se coupent toujours au voisinage de leur maximum commun.

3° - Les positions relatives des deux courbes montrent que la fraction du flux théorique, obtenue expérimentalement, augmente quand $(x_E)_{\max}$ diminue ou encore en allant vers les plus faibles pressions génératrices P_0 .

V - CONCLUSION SUR CETTE ETUDE DES PARAMETRES DU DEUXIEME GROUPE

Nous venons de présenter une étude assez complète des diverses perturbations intervenant dans la production de jets moléculaires supersoniques. Celles qui sont dues à l'existence des pressions résiduelles P_2 et P_3 et à la présence du collimateur, peuvent être rendues assez facilement négligeables. Au contraire, la dégradation produite par l'écorceur est parfois très forte et difficile à éliminer complètement. Enfin l'influence de la pression P_1 , que nous identifions à notre effet d'invasion du jet libre par le gaz résiduel de la chambre de détente, peut être réduite par augmentation des densités à l'intérieur du jet libre (chapitre 6). Ce dernier résultat sera confirmé au chapitre suivant.

Dans les conditions où $x_M \approx \text{Cte}$ et où les facteurs du deuxième groupe sont choisis dans des domaines convenables et facilement accessibles, ces diverses perturbations ont cependant peu d'influence sur les valeurs des invariants $(J_1)_{\text{opt}}$ et $(J_2)_{\text{opt}}$ et par suite sur $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$. On montrera au chapitre 15 comment ces expressions dépendent de x_M . On verra ensuite, d'une façon plus générale, les relations existant entre paramètres du premier et du deuxième groupe, non seulement dans les conditions optimales, mais encore pour le maximum d'une courbe quelconque $I = f(x_E/D^*) P_0$.

Chapitre 15

RELATIONS GENERALES ENTRE PARAMETRES DU PREMIER ET DU DEUXIEME GROUPE

I - RELATIONS GENERALES A γ CONSTANT

Les résultats présentés dans les chapitres 13 et 14 sont valables (sauf indication contraire) pour une valeur de x_M grossièrement constante à γ constant (voir tableau V, chapitre 12). Il nous reste à montrer l'influence de cette longueur de la bouteille de choc, sur les valeurs des expressions $(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}}$ et $(\mathfrak{J}_2)_{\text{opt}}$ et par suite $(C_s(\gamma))_{\text{opt}}$, déjà définies.

On peut changer facilement la position du disque de Mach en modifiant la vitesse de pompage dans la chambre de détente. Diverses valeurs de x_M ont été obtenues ainsi, soit par fermeture partielle de la vanne NW 50 située en amont de la pompe Hg 45, soit par cryopompage dans le cas de CO_2 , à l'aide du piège à azote liquide R_{ext} ou du réservoir R_{int} (voir figure 44). Ces changements nous ont permis d'observer que $(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}}$ et $(\mathfrak{J}_2)_{\text{opt}}$ décroissent et croissent respectivement en fonction de x_M . Cependant, leur produit demeure approximativement invariable pour les conditions optimales donnant le maximum maximorum. En examinant d'autres courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ obtenues avec une pression génératrice quelconque $P_0 \neq (P_0)_{\text{opt}}$, il a été facile de voir que ce résultat est beaucoup plus général, puisque l'on trouve toujours :

$$(\mathfrak{J}_1)_{\text{max}} \cdot (\mathfrak{J}_2)_{\text{max}} \sim \text{Cte} \quad (122)$$

Cela permet de donner une nouvelle expression de (120) où l'indice "opt" de x_E est remplacé par "max" tandis que ceux de P_0 et λ_0 sont éliminés :

$$\frac{D_{\text{eff}}^{*2}}{\lambda_0 (x_E^2)_{\text{max}}} \cdot \frac{P_0 D_{\text{eff}}^{*2}}{P_1 (x_E)_{\text{max}}} \sim \text{Cte} \quad (123)$$

ou encore en utilisant le nombre de KNUDSEN au col de la tuyère, défini par $\text{Kn}_0 = \lambda_0/D_{\text{eff}}^*$:

$$\left(\frac{x_E}{D_{\text{eff}}^*} \right)_{\text{max}} = \frac{1}{(C_s(\gamma))_{\text{max}}} \cdot \left(\frac{1}{\text{Kn}_0} \frac{P_0}{P_1} \right)^{1/3} \quad (124)$$

le nombre sans dimensions $(C_s(\gamma))_{\text{max}}$ ne dépendant que de γ et décroissant avec ce paramètre.

Cette formule présentée au "6ème Symposium International sur la Dynamique

des Gaz Raréfiés" (CAMPARGUE, 1969a), reste valable dans des domaines étendus des paramètres P_0 , P_1 et D^* et pour une géométrie de l'écorceur et du collimateur pouvant varier dans les limites indiquées au chapitre précédent. Nous l'avons vérifiée tout particulièrement dans le cas où $\gamma = 7/5$, comme on va le montrer au paragraphe suivant.

II - VERIFICATION EXPERIMENTALE DE LA RELATION (124) POUR LES MOLECULES LINEAIRES ($\gamma = 7/5$)

La relation simple donnée ci-dessus (124) a été vérifiée pour les molécules linéaires : N_2 , O_2 , CO , CO_2 et N_2O , en faisant appel à un très grand nombre d'expériences. On a placé sur la figure 79 divers points concernant les courbes tracées à l'aide de notre premier appareil et présentées dans les chapitres 13 et 14. On y a également reporté ceux déduits des mesures faites par NENNER (figure 57 en particulier) avec notre deuxième générateur. Enfin, on a considéré les expériences réalisées par divers chercheurs dans d'autres laboratoires, toutes les fois où les renseignements publiés étaient suffisants pour les représenter sur la figure 79. Nous remarquons que les résultats obtenus à KARLSRUHE (BIER et HAGENA, 1963) et dans le TENNESSEE (BROWN et HEALD, 1967) sont en accord satisfaisant avec les nôtres. Cependant, certains points provenant de ce dernier laboratoire et surtout de PRINCETON (FENN et ANDERSON, 1966), s'écartent beaucoup de notre droite de régression. Nous reviendrons sur ces cas particuliers au paragraphe IV.

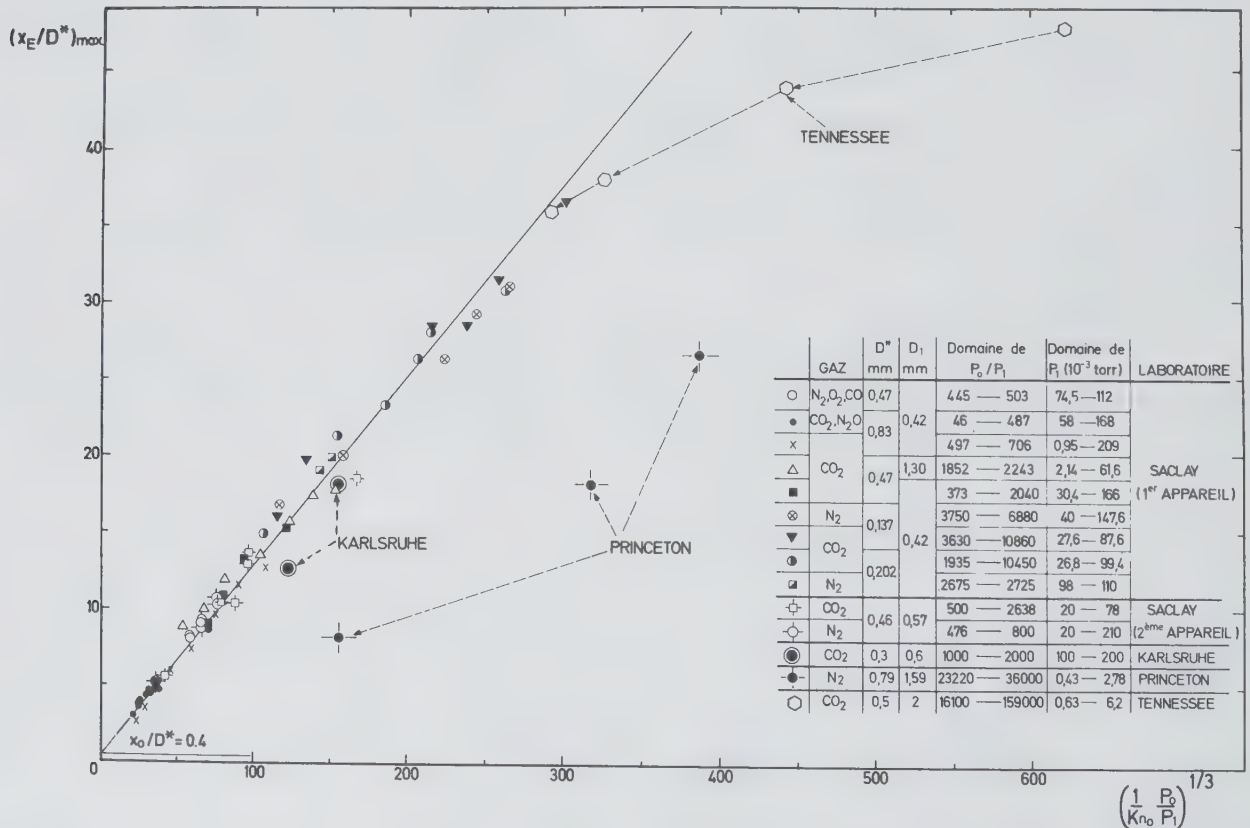


Figure 79 - Vérification expérimentale de la relation (124) pour les molécules linéaires ($\gamma = 7/5$)

En considérant nos expériences et d'autres effectuées par ailleurs, nous avons trouvé ainsi pour les paramètres D_{eff}^* , D_E , P_1 et P_0/P_1 , de larges domaines où la relation (124) est convenablement vérifiée :

$$\begin{aligned} 0,137 &\leq D_{\text{eff}}^* \leq 0,83 \text{ mm} \\ 0,42 &\leq D_E \leq 2 \text{ mm} \\ 10^{-3} &\leq P_1 \leq 2 \cdot 10^{-1} \text{ torr} \\ 46 &\leq \frac{P_0}{P_1} \leq 16 \cdot 100 \end{aligned}$$

Nous pourrions ajouter sur la figure 79 bien d'autres points en reprenant toutes nos expériences relatives à la géométrie de l'écorceur et du collimateur (chapitre 14). Nous avons montré en effet que divers facteurs géométriques modifiaient la hauteur des pics de $I = f(x_E/D^*)P_0$, mais en ayant une influence le plus souvent négligeable sur leur position $(x_E/D^*)_{\text{max}}$. Enfin, on sait que les pressions résiduelles P_2 et P_3 , qui produisent des effets négligeables sur l'intensité du jet moléculaire, ne perturbent pas non plus notre relation (124). Celle-ci semble donc être très générale.

III - SIGNIFICATION DE LA DROITE DE REGRESSION OBTENUE

La droite de régression tracée sur la figure 79, ne passe pas exactement par l'origine, mais au voisinage du point représentant la position de la source apparente des lignes de courant du jet libre (figure 6). On sait (tableau II, chapitre 3) que cette source ponctuelle est située sur l'axe et à une faible distance x_0/D_{eff}^* en aval du col de la tuyère. Ainsi, il semble préférable de remplacer x_E par $(x_E - x_0)$ dans la relation (124) qui devient alors :

$$\left(\frac{x_E - x_0}{D_{\text{eff}}^*} \right)_{\text{max}} = \frac{1}{(C_s(\gamma))_{\text{max}}} \left(\frac{1}{Kn_0} \frac{P_0}{P_1} \right)^{1/3} \quad (125)$$

On peut rappeler que la formule (24) donnée par ASHKENAS et SHERMAN (1966), a aussi subi cette correction.

La relation (125) indique les conditions où une perturbation liée à la pression résiduelle P_1 , devient dominante et détermine ainsi le maximum des courbes $I = f(x_E/D^*)P_0$. Il s'agit du phénomène d'auto-invasion qui se produit comme nous l'avons dit précédemment.

D'après la pente de la droite obtenue, nous trouvons $(C_s(\gamma))_{\text{max}} \approx 8$ pour $\gamma = 7/5$. En éliminant l'indice "max" de la relation (125), on peut définir plus généralement un nombre sans dimensions $C_s(\gamma)$ correspondant aux points de la figure 79 qui se trouvent de part et d'autre de la droite. Celle-ci sépare deux régions importantes :

1° - Une région perturbée située au-dessus de la droite, où l'influence du gaz résiduel de la chambre de détente est prépondérante. Cette perturbation est d'autant plus forte que l'on s'écarte davantage de la droite ou que $C_s(\gamma) < (C_s(\gamma))_{\text{max}}$, est plus faible. On peut rappeler que dans ce domaine où l'on a $x_E/D^* > (x_E/D^*)_{\text{max}}$, les autres dégradations dues à la présence de l'écorceur ou

même à l'autodiffusion en aval de ce diaphragme (chapitre 14), deviennent négligeables.

2° - Une région protégée, située au-dessous de la droite et où le jet libre est très peu affecté par le gaz résiduel de la première chambre. Cette influence de P_1 est d'autant plus faible que l'on s'éloigne davantage de la droite ou encore que $C_s(\gamma) > (C_s(\gamma))_{\max}$ est plus grand. Au contraire, dans ce domaine où l'on a $x_E/D^* < (x_E/D^*)_{\max}$, les autres perturbations dues à l'autodiffusion après le processus d'extraction ou résultant de la présence de l'écorceur, sont alors dominantes (chapitre 14).

Ainsi, le nombre sans dimensions $C_s(\gamma)$ apparaît maintenant comme un coefficient de protection du jet libre, contre les perturbations produites par le gaz résiduel de la chambre de détente. C'est pour cette raison que nous l'avons appelé en anglais "shielding coefficient" et désigné par C_s (Campargue, 1969a).

La signification de notre relation (125) apparaît mieux quand on l'écrit sous la forme équivalente :

$$\frac{n_0}{n_1} \left(\frac{D_{\text{eff}}^*}{x_E - x_0} \right)_{\max}^2 \sim Kn_0 \left(\frac{x_E - x_0}{D_{\text{eff}}^*} \right)_{\max}$$

ou encore :

$$\left(\frac{n_E}{n_1} \right)_{\max} \sim Kn_0 \left(\frac{x_E - x_0}{D_{\text{eff}}^*} \right)_{\max} \quad (126)$$

n_E et n_1 étant le nombre de molécules par unité de volume, respectivement dans le jet théorique à l'entrée de l'écorceur et dans le gaz résiduel ;

$Kn_0 [(x_E - x_0)/D_{\text{eff}}^*]_{\max}$ représentant le nombre de KNUDSEN du jet, lié à ce que FENN et ANDERSON (1966) appellent la "porosité" du jet libre. Ces auteurs ont étudié la diffusion produite par le gaz résiduel de la chambre de détente, mais à plus basse densité ($2 \cdot 10^{-4} < P_1 < 2 \cdot 10^{-2}$ torr), où les structures de choc du jet libre s'évanouissent.

Nous considérons sur la figure 80, diverses variations de n_E/n_1 en fonction de $Kn_0 (x_E - x_0)/D_{\text{eff}}^*$. Les maxima des courbes $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ donnent une droite passant par l'origine conformément à son équation (126). Elle sépare aussi une "zone de silence" (ou protégée) d'une "zone perturbée" par le gaz résiduel de la première chambre (auto-invasion). On peut passer d'une région à l'autre et traverser la droite en ne faisant varier qu'un seul paramètre. Nous avons représenté les trajets AB, CD et EF correspondant à une augmentation de n_1 , x_E et P_0 , respectivement.

Nous avons repris séparément chacun de ces trois chemins sur les figures suivantes afin de montrer parallèlement comment varie l'intensité I du jet moléculaire. Nous y avons indiqué aussi les diverses perturbations subies par ce dernier. Ainsi, on peut voir :

- les effets d'une variation de n_1 , ou de la pression résiduelle P_1 (figure 81) donnés en fonction de n_E/n_1 ,

- les effets d'une variation de la distance tuyère-écorceur x_E/D_{eff}^* , représentés en fonction de $Kn_0 (x_E - x_0)/D_{\text{eff}}^*$, sur la figure 82,

- et les effets d'une variation de la pression génératrice P_0 , donnés aussi

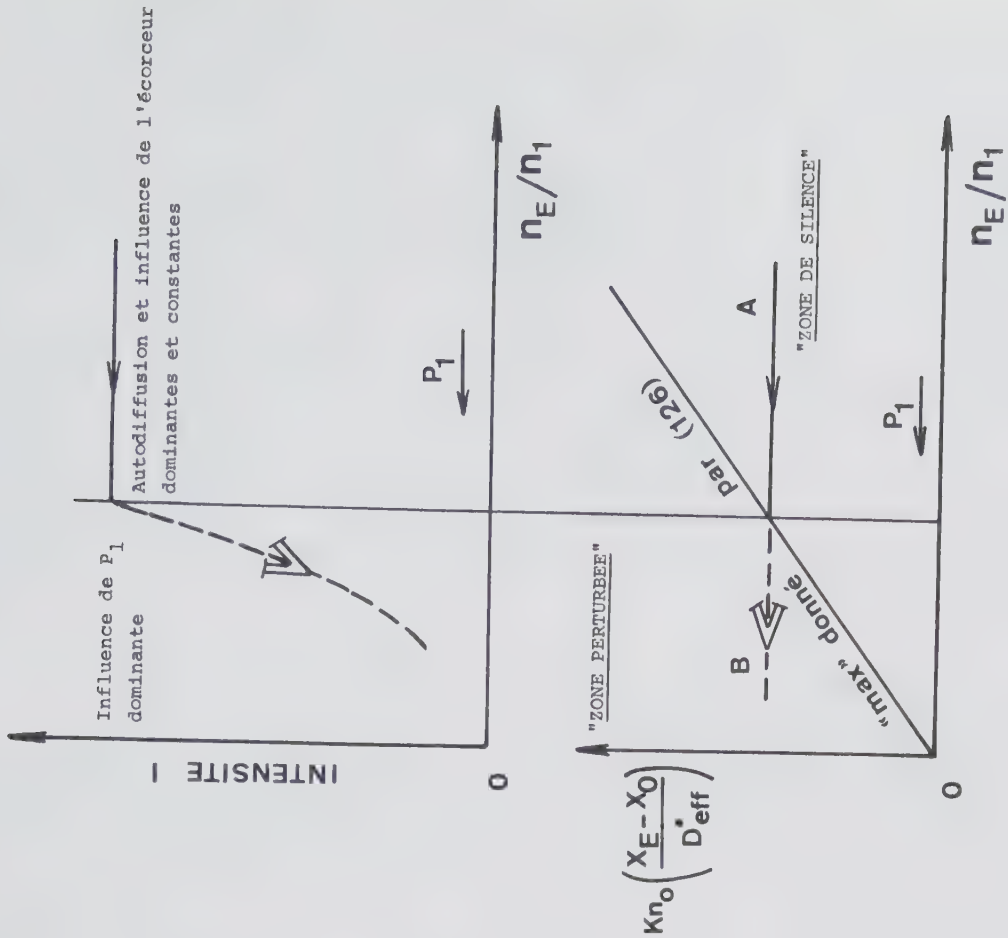


Figure 81 - Effets d'une variation de la pression résiduelle P_1 dans la chambre de détente

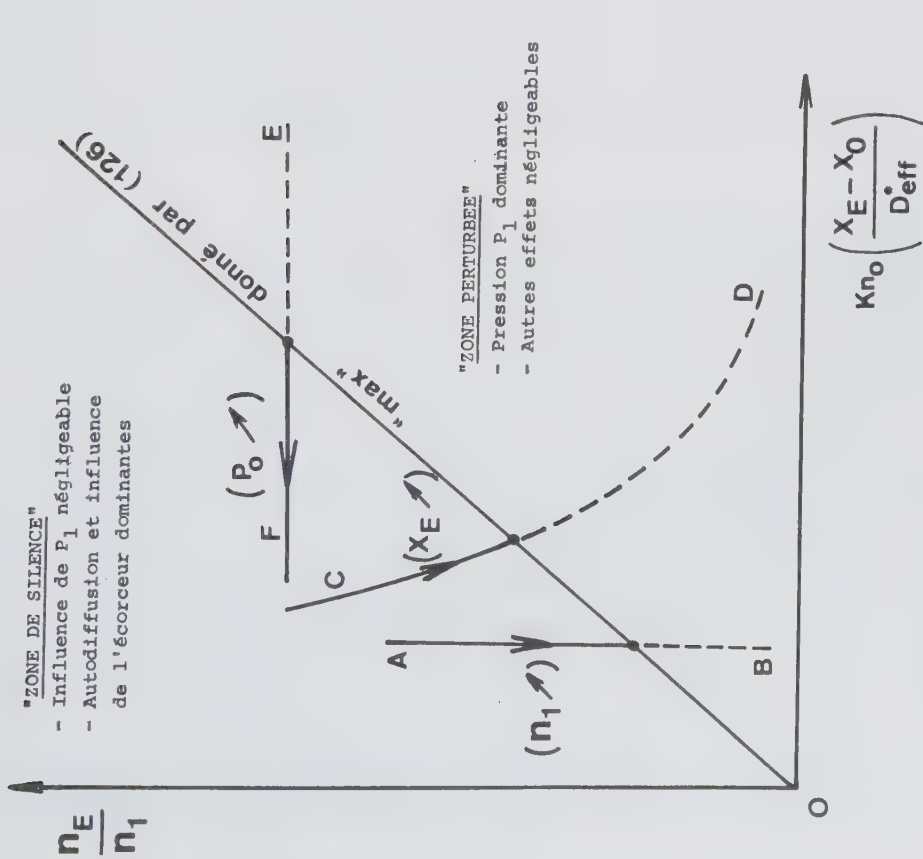


Figure 80 - Les deux régions séparées par la droite représentative de la relation (126) et trois exemples de passage de l'une à l'autre en augmentant n_1 , x_E ou p_0

en fonction de ce même nombre sans dimensions (figure 83). Il est important de remarquer que ces résultats concernant les variations de P_0 ne sont valables que pour la courbe $I = f'(P_0)_{x_E}$ passant par le maximum maximorum et définie par $x_E = (x_E)_{opt}$. C'est en effet la seule ayant un pic qui appartient aussi à la famille $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ et dont les coordonnées $(x_E)_{opt}$ et $(P_0)_{opt}$ vérifient par suite la relation (126). Nous avons tracé EF parallèle à l'axe horizontal en considérant uniquement le cas où la vitesse de pompage $\mathcal{S}_1$ dans la première chambre, est constante lorsque P_0 et P_1 varient simultanément. Cela revient à admettre que P_0/P_1 ou encore x_M , restent constants.

En comparant les figures 82 et 83, on remarque l'importance du nombre de KNUDSEN du jet libre $Kn_0(x_E - x_0)/D_{eff}^*$. Ses variations résultant de celles de x_E (figure 82) ou de celles de P_0 (figure 83), produisent des effets qui semblent bien être de même nature. Selon ses valeurs qui sont liées à la "porosité" du jet libre, l'influence du gaz résiduel de la chambre de détente (facteur P_1) est soit dominante, soit négligeable. Ces résultats montrent donc comment le phénomène d'invasion (chapitre 6) apparaît dans nos générateurs de jets moléculaires supersoniques.

IV - CONDITIONS PARTICULIERES OU LA LOI GENERALE N'EST PLUS VERIFIEE

A - Points situés dans la "zone perturbée"

Nous avons trouvé le plus souvent des points au voisinage de la droite de régression. Cependant, on a remarqué que $[x_E/D_{eff}^*]_{max}$ augmente légèrement lorsque l'angle α_{int} de l'écorceur diminue. Les points correspondants, non représentés sur la figure 79, seraient ainsi un peu au-dessus de la droite. Cela résulte d'une interaction très forte entre le jet et l'écorceur, qui se produit à l'intérieur du cône et diminue comme toujours lorsque x_E/D_{eff}^* augmente. Il est donc normal qu'elle "s'efface" devant celle due à la pression résiduelle P_1 , lorsque la distance tuyère-écorceur est un peu plus grande que celle trouvée généralement. Néanmoins, en négligeant ces effets relativement faibles qui n'existent qu'avec les plus petites valeurs de α_{int} , on peut considérer que la "zone perturbée" de la figure 79 demeure "désertique".

B - Points situés dans la "zone de silence"

C'est surtout la "région protégée" contenant divers points assez éloignés de la droite, que nous allons examiner maintenant. Le maximum des courbes $I = f(x_E/D_{eff}^*)_{P_0}$ peut en effet apparaître dans certaines conditions avec une distance tuyère-écorceur inférieure à celle donnée par la relation (125) :

1° - Nous avons vu par exemple au chapitre 14, qu'une valeur insuffisante de la longueur L_{ext} du cône extérieur de l'écorceur peut réduire $(x_E/D_{eff}^*)_{max}$. Une perturbation de ce genre pourrait avoir joué au moins partiellement au cours des expériences réalisées dans d'autres laboratoires ; les valeurs de x_M étaient alors beaucoup plus grandes que les nôtres, par suite des faibles pressions P_1 utilisées ($10^{-4} < P_1 < 10^{-3}$ torr). Nous savons en effet que l'influence du facteur L_{ext} devient plus difficile à éliminer quand on augmente x_M par diminution de P_1 (figure 62, A et B).

2° - Nous avons vérifié aussi que la relation (125) n'est plus valable aux basses pressions P_1 pour lesquelles la structure de choc du jet libre n'existe plus.

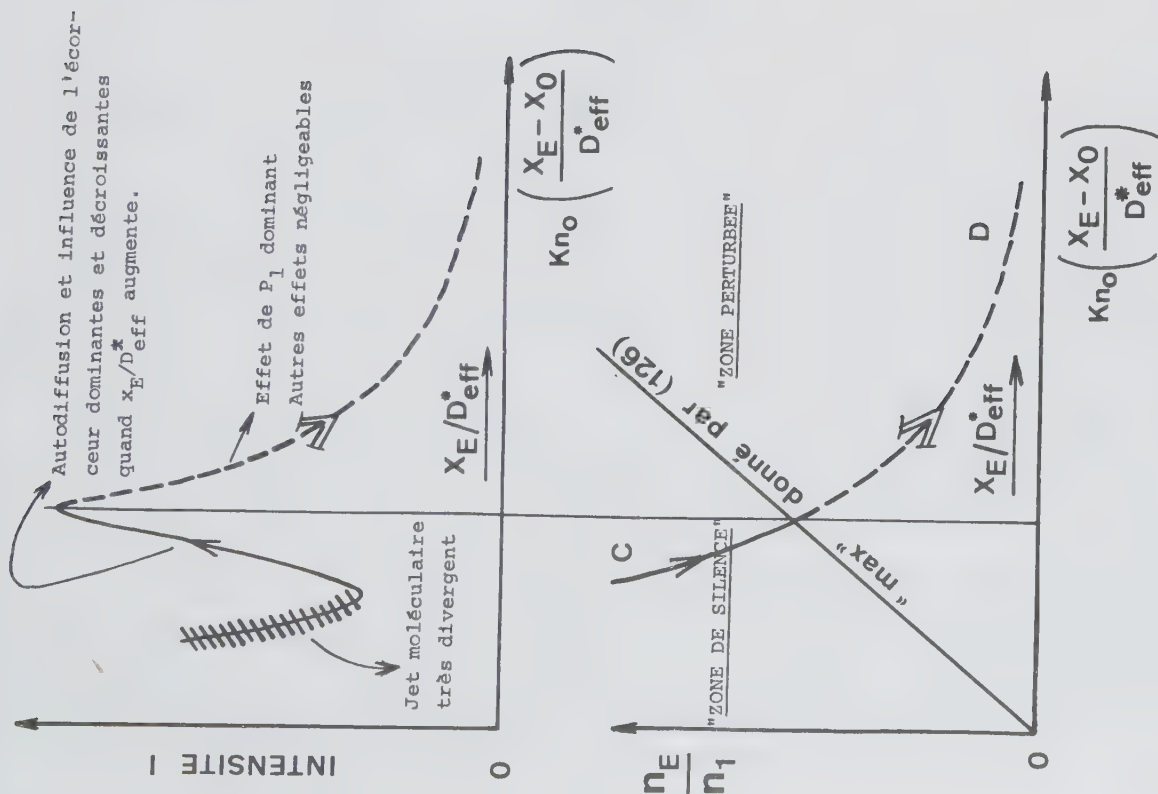


Figure 82 - Effets d'une variation de la distance tuyère-écorceur x_E/D_{eff}^*

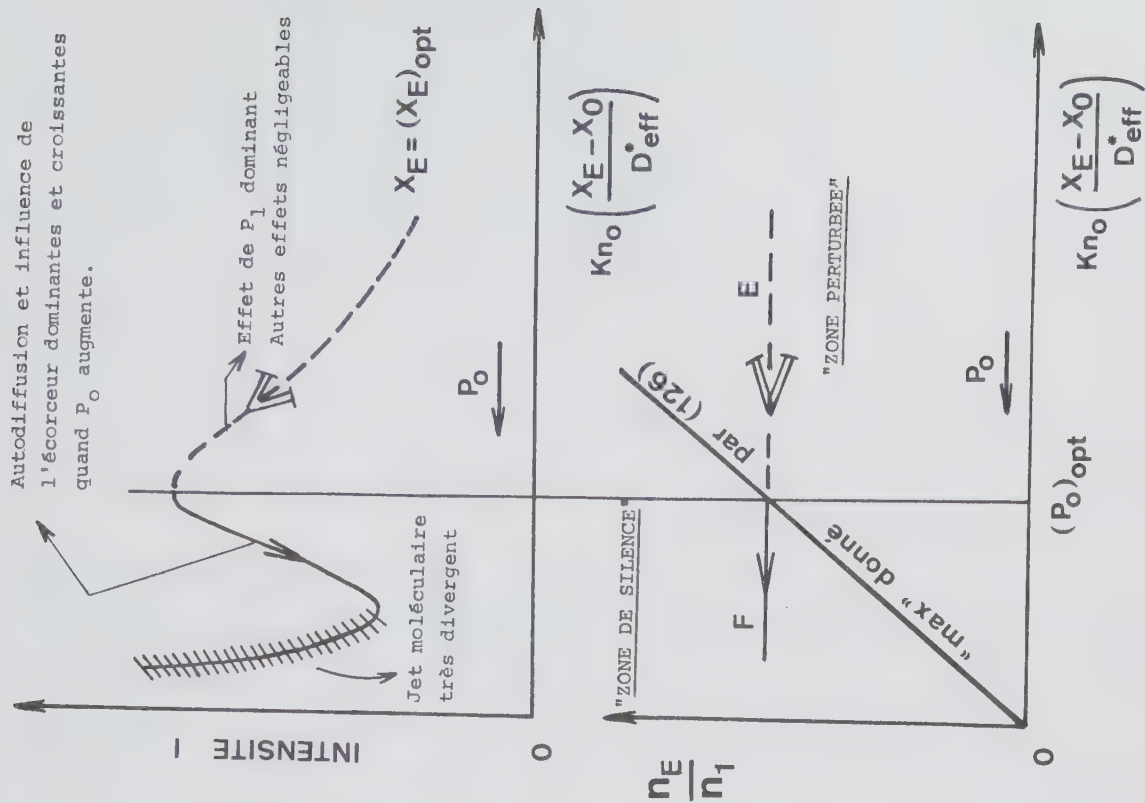


Figure 83 - Effets d'une variation de la pression génératrice P_0 . Ces résultats ne sont valables que si la courbe $I = f'(P_0)x_E$ passe par le maximum maximum

Les expériences de BROWN et HEALD (1967) le montrent clairement (figure 79), grâce à une intéressante série de points s'écartant de la droite lorsque P_1 prend des valeurs décroissantes, tous les autres paramètres demeurant constants. Cet effet de raréfaction semble bien expliquer en particulier la position des points qui sont déduits des études faites à PRINCETON. Il nous permet aussi de voir pourquoi les résultats de GOVERS et al. (1969), obtenus avec des pressions résiduelles relativement faibles ($2,7 \cdot 10^{-4} < P_1 < 6,8 \cdot 10^{-3}$ torr), sont assez différents des nôtres. Ces auteurs ont trouvé en effet pour des maxima de $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ très arrondis et par conséquent assez mal définis, la relation :

$$(x_E/D^*)_{\max} \sim P_0^{0,39} \cdot P_1^{-0,14} \cdot T_0^{-0,27} \quad (127)$$

qui est assez différente de (125). Il faut remarquer que cette formule a été obtenue avec un nombre relativement faible d'expériences réalisées avec un seul gaz (argon), un seul couple de diamètres D^* et D_E et surtout en ne faisant varier $(x_E/D^*)_{\max}$ que d'un facteur 2. De plus, les effets possibles dûs à la géométrie de l'écorceur ont été complètement négligés.

3° - Nous avons observé encore que la relation (125) est inapplicable lorsqu'un phénomène de condensation peut se produire et augmenter par suite la "porosité" du jet libre. Il en est ainsi pour des jets moléculaires de CO_2 extrêmement intenses ($10^{20} < I < 10^{22}$ mol.ster $^{-1}$.s $^{-1}$) que nous avons obtenus avec des pressions génératrices P_0 relativement élevées, allant de quelques bars à quelques dizaines de bars. Nous avons déjà vu (chapitre 14) que nos résultats ne sont pas en accord avec certains résultats de BIER et HAGENA (1963), la condensation ayant pu se produire au cours de leurs expériences.

4° - Nous avons appliqué enfin la relation (125) aux conditions expérimentales utilisées par BOSSEL et al. (1969). Dans le cas de l'azote, ces auteurs obtenaient par exemple $(x_E/D^*)_{\max} \approx 80$ en prenant $D^* = 3,125$ mm, $P_0 = 750$ torr et $P_1 = 3,7 \cdot 10^{-2}$ torr. Notre relation donnerait alors $(x_E/D^*)_{\max} = 125$. L'influence des effets de viscosité au col de la tuyère ($C_d < 1$) est insuffisante pour expliquer de tels écarts et d'autant plus que l'on a : $x_M/D^*_{\text{eff}} \approx 96$. Ainsi, l'influence du disque de Mach devrait se manifester avant le phénomène d'auto-invasion tel qu'il est donné par (125). Cette particularité peut s'expliquer par les dimensions relativement très grandes du jet libre produit dans la grande soufflerie de BERKELEY ($x_M \approx 300$ mm). Il en résulte pour un tel jet un nombre de KNUDSEN relativement très petit et par suite une faible "perméabilité" au gaz résiduel de la chambre de détente. En d'autres termes, les molécules qui envahissent la bouteille de choc ne peuvent atteindre sa partie axiale en raison de son grand diamètre. Dans ces conditions, le maximum de $I = f(x_E/D^*)_{P_0}$ se produit lorsque les perturbations dues à l'autodiffusion et à la présence de l'écorceur, deviennent négligeables et laissent apparaître la décroissance qui est prévue théoriquement (figure 41-B).

C - Conclusions sur les cas particuliers examinés ci-dessus

Nous avons trouvé des conditions où la relation (125) ne s'applique plus. Elles peuvent résulter :

- soit de l'influence de l'écorceur sur le jet (valeurs trop faibles de

α_{int} et surtout de L_{ext}),

- soit d'effets de raréfaction ($P_1 < 10^{-3}$ torr) faisant disparaître la structure de choc du jet libre et augmentant par suite sa "porosité",

- soit d'effets de condensation qui rendent le jet libre très perméable au gaz résiduel de la chambre de détente,

- soit enfin des grandes dimensions de ce jet libre pour lesquelles sa partie axiale subit une auto-invasion négligeable.

Bien que ces diverses causes aient tendance à éloigner certains résultats des nôtres, on peut remarquer que le nombre sans dimensions $(C_s(\gamma))_{max}$ subit de faibles variations qui sont données dans le tableau XV pour $\gamma = 7/5$:

Tableau XV

$(C_s(\gamma))_{max}$	Laboratoires
8	Saclay
8,52 ; 9,64	Karlsruhe
8,11 ; 8,57 ; 10,1 ; 13	Tennessee
14,6 ; 17,5 ; 19	Princeton
12,5	Berkeley

V - CONSEQUENCES DE LA RELATION GENERALE A γ CONSTANT

A - Relation particulière dans le cas où $x_M \approx Cte$

On peut écrire (125) sous la forme :

$$[C_s(\gamma)]_{max}^3 = \frac{1}{Kn_0} \cdot \frac{P_0}{P_1} \Bigg/ \left(\frac{x_E - x_0}{D_{eff}^*} \right)_{max}^3$$

$$[C_s(\gamma)]_{max}^3 = \left(D_{eff}^{*2} / \lambda_0 (x_E - x_0)_{max}^2 \right) \left(\frac{P_0 D_{eff}^{*2}}{P_1} \Bigg/ (x_E - x_0)_{max} \right)$$

En considérant les molécules comme des sphères rigides, on en déduit d'après (112) et (23) :

$$[C_s(\gamma)]_{max}^3 \sim x_M^2 / [(\lambda_E)_{max} \cdot (x_E - x_0)_{max}] \quad (127)$$

Par conséquent, l'invariance de ce rapport dans les conditions où γ et x_M sont constants, entraîne :

$$(\lambda_E)_{max} \cdot (x_E - x_0)_{max} \approx Cte \quad (128)$$

On peut rappeler que les résultats présentés sur les figures 59 et 60 avaient déjà permis de trouver la relation (117) qui devient identique à (128) en remplaçant x_E par sa valeur corrigée $(x_E - x_0)$.

B - Meilleures conditions pour produire des jets moléculaires supersoniques

La longueur x_M de la bouteille de choc est déterminée par la vitesse de pompage $\mathfrak{L}_1$ dans la chambre de détente, conformément à la formule (93) du chapitre 12. Il est préférable d'extraire le jet supersonique en amont et le plus près possible du disque de Mach, jusqu'à ce que l'influence de ce dernier se fasse "sentir". On sait en effet que l'intensité I du jet moléculaire croît avec $\mathfrak{M}_E$ (76) qui est lui-même une fonction croissante de x_E/D_{eff}^* (25). De plus, en augmentant cette distance, on diminue en même temps les perturbations dues à la présence de l'écorceur et au phénomène d'autodiffusion en aval de ce diaphragme. Mais x_E peut être limité supérieurement par une valeur inférieure à x_M , par suite de l'invasion du jet libre par les molécules résiduelles de la première chambre. Ainsi, les meilleures conditions cherchées semblent bien être représentées par la droite de régression de la figure 79. On a vu qu'il n'était même pas toujours possible de l'atteindre lorsque le cône extérieur de l'écorceur a une longueur insuffisante ou que la "porosité" du jet libre est augmentée par des effets de raréfaction ou de condensation.

Ces considérations semblent bien montrer que nos appareils fonctionnent dans les meilleures conditions possibles avec le système de pompage utilisé. Celles-ci sont données par la relation (125) qui est telle que $(C_s(\gamma))_{max} = 8$ pour $\gamma = 7/5$. Au contraire, d'après les points reportés sur la figure 79, certains générateurs construits dans d'autres laboratoires paraissent fonctionner d'une façon moins satisfaisante. Enfin, les résultats de BOSSEL et al. (1969) sont exceptionnels puisque les grandes dimensions du jet libre obtenu dans une soufflerie, le protègent dans sa partie axiale contre l'effet d'invasion. Ainsi, les jets moléculaires d'azote les plus intenses sont produits, comme on peut le prévoir, lorsque l'extraction est réalisée juste en amont du disque de Mach.

C - Amélioration de la méthode des jets moléculaires supersoniques

Nous avons montré au chapitre 14 qu'un choix convenable de la géométrie de l'écorceur permet d'augmenter d'une façon très appréciable l'intensité I du jet moléculaire. Nous savons aussi (chapitre 11) qu'une autre amélioration peut être obtenue en réduisant le diamètre D^* de la tuyère, ce qui fait croître $(x_E/D_{eff}^*)_{max}$ et par suite le nombre de Mach $\mathfrak{M}_E$ à l'entrée de l'écorceur. Enfin, la relation (125) qui, pour un gaz donné à une température génératrice T_0 donnée, peut se mettre sous la forme équivalente :

$$\left(\frac{x_E - x_0}{D_{eff}^*} \right)_{max} \sim \left(\frac{P_0^2}{P_1} \right)^{1/3} \quad (129)$$

nous apporte une autre indication pour faire progresser la technique étudiée. En effet, il est possible d'accroître le premier membre de (129) en augmentant, non seulement le rapport de détente $P_0/P_1 \sim x_M^2$, mais surtout les valeurs absolues des pressions P_0 et P_1 . Cela résulte d'une diminution simultanée de l'effet d'invasion (voir figures 28 et 29 au chapitre 6), que l'on peut même rendre négligeable sur toute la région axiale de la bouteille de choc. De telles conditions ont été réalisées par BOSSEL et al. (1969) non par augmentation des pressions, mais grâce aux très grandes dimensions d'un jet libre produit en soufflerie. Nous pensons

aussi qu'en élevant les densités à l'intérieur du jet, on peut éviter ou réduire plus facilement l'effet de glissement déjà signalé qui intervient dans la méthode des "jets dopés" (5ème partie). Nous trouvons ainsi une nouvelle voie pour augmenter les intensités (voir figure 97) et les énergies (voir figure 98) dans le jet moléculaire (CAMPARGUE et BRETON, 1971).

Nos petits générateurs fonctionnant avec une vitesse de pompage λ_1 de quelques dizaines de litres/seconde à 10^{-1} torr dans la chambre de détente, donnaient déjà des intensités élevées pour des gaz purs pris à température ambiante. On a obtenu par exemple :

$3,4 \cdot 10^{18}$ mol.ster $^{-1}$.s $^{-1}$ pour l'azote,

$2,3 \cdot 10^{19}$ mol.ster $^{-1}$.s $^{-1}$ pour l'hydrogène.

Un nouvel appareil réalisé avec une vitesse de pompage λ_1 comprise entre 300 et 500 l.s $^{-1}$ à 10^{-1} torr, produit actuellement des jets moléculaires dont les intensités sont comprises entre 10^{19} et $3 \cdot 10^{20}$ mol.ster $^{-1}$.s $^{-1}$ (CAMPARGUE et BRETON, 1971).

Chapitre 16

EFFETS DE TEMPS DE RELAXATION DES DEGRES DE LIBERTE INTERNES DES MOLECULES

Dans notre étude de jets moléculaires supersoniques, réalisée avec divers gaz, nous avons observé certains effets liés aux valeurs du rapport :

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{C_p}{C_v}$$

des chaleurs spécifiques à pression et volume constants. Celles-ci sont désignées par des lettres minuscules ou majuscules, selon qu'elles représentent des grandeurs "spécifiques" (unité de masse) ou molaires, respectivement.

Pour étudier ce facteur γ , nous avons fait varier très largement la nature du gaz, comme le montre le tableau VI (chapitre 13), où sont reportés des résultats concernant 24 gaz différents. Ainsi, diverses valeurs de C_p et C_v interviennent dans nos expériences. Ces chaleurs spécifiques totales résultent de la somme des contributions partielles données par chaque degré de liberté des molécules. Nous allons d'abord rappeler comment on peut les calculer et les retrouver facilement pour des transformations réversibles. Nous examinerons ensuite le comportement des divers degrés de liberté au cours d'un processus irréversible tel que celui qui se produit dans un jet supersonique libre.

I - CHALEURS SPECIFIQUES DES GAZ POUR DES TRANSFORMATIONS REVERSIBLES

A - Résultats donnés par le principe de l'équipartition de l'énergie qui est une conséquence de la mécanique statistique classique

1° - Cas des molécules monoatomiques

La loi de distribution des vitesses de Maxwell permet de calculer des valeurs moyennes concernant les énergies de translation. On a trouvé par exemple au chapitre 8, l'expression (50) :

$$\bar{\epsilon}_{\text{trans}} = \frac{1}{2} \overline{m c^2} = \frac{3}{2} k T \quad \text{par molécule}$$

ou
$$\bar{E}_{\text{trans}} = \frac{1}{2} \overline{M c^2} = \frac{3}{2} R T \quad \text{par mole.}$$

On remarque que chacun des trois degrés de liberté de translation intervient pour $kT/2$ par molécule (ou $RT/2$ par mole), dans l'énergie moyenne translationnelle. C'est un cas particulier du principe de l'équipartition de l'énergie qui va être présenté ci-après.

Pour un gaz monoatomique (masse ponctuelle non organisée), cette énergie représente l'énergie totale moyenne, c'est-à-dire l'énergie interne thermodynamique. On a donc pour une mole :

$$E = \frac{3}{2} R T$$

d'où

$$C_V = \frac{dE}{dT} = \frac{3}{2} R$$

$$C_P = C_V + R = \frac{5}{2} R$$

et par conséquent :

$$\gamma = \frac{5}{3}$$

2° - Cas des molécules polyatomiques

Une molécule polyatomique est capable non seulement de translation, mais aussi de rotation et de vibration. Dans les conditions normales, les degrés de liberté électroniques ne sont généralement pas excités, ou n'apportent qu'une contribution négligeable dans les chaleurs spécifiques totales. Il faut cependant signaler le cas exceptionnel de la molécule NO pour laquelle la participation électronique est très importante à 74°K. On a donc le plus souvent une énergie interne $\epsilon_{\text{rot}} + \epsilon_{\text{vib}}$ qui s'ajoute à ϵ_{trans} pour donner une énergie totale :

$$\epsilon = \epsilon_{\text{trans}} + \epsilon_{\text{rot}} + \epsilon_{\text{vib}}$$

A l'intérieur des molécules dont les dimensions sont de l'ordre de 1 Å, les atomes peuvent être considérés comme des masses ponctuelles puisque leur rayon est de l'ordre de 10^{-5} Å. Pour une molécule contenant n atomes, il faut 3 n coordonnées pour représenter les positions instantanées de ces n atomes. Ainsi la molécule a 3 n degrés de liberté qui se répartissent en :

- 3 degrés de liberté de translation correspondant au mouvement d'ensemble (on peut représenter ce mouvement global par celui du centre de gravité dont la position instantanée est donnée par trois coordonnées),

- et 3 n - 3 degrés de liberté internes correspondant aux rotations et aux vibrations.

Pour une molécule considérée comme rotateur rigide, on peut définir des moments d'inertie I autour d'axes convenablement choisis. Si elle tourne autour d'un de ces axes avec une vitesse angulaire ω , elle a une énergie cinétique de rotation qui s'exprime par le terme quadratique $I \omega^2/2$.

Le mouvement vibratoire dans lequel un atome oscille sur un axe, autour d'une position d'équilibre par rapport à un autre atome, correspond à celui du système masse-ressort (oscillateur harmonique). L'énergie de vibration résultante est la somme d'une énergie cinétique et d'une énergie potentielle, qui sont représentées toutes les deux par des expressions quadratiques. Ainsi un degré de liberté de vibration contribue par deux termes quadratiques à l'énergie totale.

Pour calculer l'énergie moyenne de la molécule, il faut connaître la fonction de distribution pour tous les degrés de liberté. En mécanique statistique classique, les résultats se déduisent de la loi générale de Boltzmann. Elle énonce

que si n_0 est la densité des molécules dans un état E_0 donné, la densité n dans un état E où l'énergie des molécules est supérieure de ϵ à leur énergie dans l'état E_0 , est égale à :

$$n = n_0 e^{-\frac{\epsilon}{kT}} \quad (130)$$

Par extension de la méthode suivie pour les degrés de liberté de translation, on démontre que chacun des termes quadratiques participant à l'énergie totale de la molécule, a une valeur moyenne de $kT/2$. Cette conséquence de la loi de Maxwell-Boltzmann est l'expression la plus générale du principe de l'équipartition de l'énergie.

Ainsi l'énergie moyenne de la molécule est égale :

- à $\frac{1}{2} kT$ pour chaque degré de liberté de translation et de rotation,
- et à kT pour chaque degré de liberté de vibration, à savoir $kT/2$ pour

l'énergie cinétique et $kT/2$ pour l'énergie potentielle.

a) - Molécules linéaires

Ce groupe important comprend toutes les molécules diatomiques (N_2 , O_2 , NO , CO , N_2 , D_2 , HCl ...) et les molécules polyatomiques linéaires (CO_2 , N_2O , C_2H_2 , CS_2 ...) qui pour la plupart ont été examinées dans nos expériences (chapitre 13).

α) Energie moyenne de translation $\bar{\epsilon}_{trans}$

On a comme pour les gaz monoatomiques :

$$\bar{\epsilon}_{trans} = \frac{3}{2} kT$$

β) Energie moyenne de rotation $\bar{\epsilon}_{rot}$

Le moment d'inertie par rapport à l'axe sur lequel se trouvent les atomes étant nul, il n'y a que deux degrés de liberté de rotation et par suite :

$$\bar{\epsilon}_{rot} = kT$$

γ) Energie moyenne de vibration $\bar{\epsilon}_{vib}$

Pour une molécule diatomique ($n=2$), on a $3n - 3 = 3$ degrés internes de liberté, soit deux coordonnées de rotation et une coordonnée de vibration,

d'où : $\bar{\epsilon}_{vib} = kT$

Pour une molécule triatomique linéaire ($n=3$), les $3n - 3 = 6$ degrés internes de liberté se répartissent en 2 rotations et 4 vibrations,

d'où : $\bar{\epsilon}_{vib} = 4 kT$

δ) Energie moyenne totale, chaleurs spécifiques et γ

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_{trans} + \bar{\epsilon}_{rot} + \bar{\epsilon}_{vib}$$

- Pour une molécule diatomique, on a :

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} kT + kT + kT = \frac{7}{2} kT$$

On en déduit l'énergie interne thermodynamique :

$$E = \frac{7}{2} RT \text{ par mole}$$

$$\text{et } C_v = \frac{dE}{dT} = \frac{7}{2} R$$

$$C_p = C_v + R = \frac{9}{2} R$$

$$\text{d'où } \gamma = \frac{9}{7}$$

- Pour une molécule triatomique linéaire, on a de la même façon :

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} kT + kT + 4 kT = \frac{13}{2} kT$$

$$\text{d'où } E = \frac{13}{2} RT \text{ par mole}$$

$$C_v = \frac{13}{2} R$$

$$C_p = \frac{15}{2} R$$

$$\text{et } \gamma = 15/13$$

b) - Molécules non linéaires

Il s'agit des molécules telles que NH_3 , H_2O , SO_2 , CH_4 , C_2H_4 , CH_2Cl_2 , CHCl_3 , CCl_4 ... que nous avons étudiées, à l'exception de SO_2 (chapitre 13).

$$\text{On a encore } \bar{\epsilon}_{\text{trans}} = \frac{3}{2} kT$$

Par contre $\bar{\epsilon}_{\text{rot}} = \frac{3}{2} kT$ puisqu'il y a trois moments d'inertie principaux et par conséquent trois degrés de liberté de rotation.

Il reste $3n - 6$ degrés de liberté de vibration ce qui donne par exemple

$$\bar{\epsilon}_{\text{vib}} = 3 kT \text{ pour } n = 3$$

Pour une molécule triatomique coudée on a donc :

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} kT + \frac{3}{2} kT + 3 kT = 6 kT$$

$$\text{soit } E = 6 RT$$

$$C_v = 6 R$$

$$C_p = 7 R$$

$$\text{et } \gamma = \frac{7}{6}$$

B - LE PRINCIPE DE L'EQUIPARTITION DE L'ENERGIE ET LES CHALEURS SPECIFIQUES REELLES

D'après le principe de l'équipartition de l'énergie, un gaz qui s'échauffe absorbe de l'énergie par tous ses degrés de liberté : $RT/2$ par mole pour chaque paramètre de translation et de rotation, et RT pour chaque paramètre de vibration. Il en résulte pour les chaleurs spécifiques, des valeurs indépendantes de T et constantes. Ces résultats ne sont confirmés que partiellement par l'expérience.

1° - Cas des gaz monoatomiques

Pour les gaz monoatomiques et en particulier les gaz rares, les résultats de

la théorie cinétique sont remarquablement vérifiées. On trouve en effet $C_V = 3R/2$ dans un très large domaine de température allant de la condensation à l'ionisation. Pour le premier état d'excitation électronique, on a en effet : $4 < \epsilon_{el}^1 < 20$ eV et par suite ϵ_{el}^1/kT au moins égal à $5 \cdot 10^4/T$. Ainsi le premier terme d'excitation et a fortiori les termes suivants, ont une contribution négligeable dans les chaleurs spécifiques totales, jusqu'à environ $T = 10^4$ °K.

2° - Cas des gaz polyatomiques

Les valeurs mesurées pour les chaleurs spécifiques sont alors inférieures à celles prévues théoriquement. De plus, elles augmentent avec la température et diffèrent pour les divers gaz diatomiques. Aux températures élevées, elles tendent cependant vers les résultats théoriques.

3° - Conclusion

Les conséquences du principe de l'équipartition de l'énergie sont très satisfaisantes pour l'énergie de translation qui seule peut varier d'une façon continue. Par contre, il n'est acceptable qu'à haute température pour les énergies internes de rotation et de vibration, qui sont des grandeurs quantifiées. Ainsi, les résultats concernant les molécules polyatomiques, ne peuvent être totalement expliqués, comme on va le montrer, que par la mécanique statistique quantique.

C - Les chaleurs spécifiques des molécules polyatomiques sont données par la mécanique statistique quantique

Pour un système contenant n' molécules identiques, la mécanique quantique fait connaître les niveaux d'énergie permis $\epsilon_1, \epsilon_2 \dots \epsilon_j \dots$. L'énergie totale E' se répartit entre ces différents états des n' molécules et la distribution atteinte à l'équilibre est celle de probabilité maximum avec les conditions :

$$\begin{aligned} \sum n'_j &= n' \\ \sum n'_j \epsilon_j &= E' \end{aligned}$$

On peut écrire la formule de Boltzmann (130) pour chaque niveau d'énergie j et obtenir ainsi sa densité correspondante :

$$n'_j = \text{const} \cdot e^{-\frac{\epsilon_j}{kT}}$$

On en déduit l'énergie moyenne par molécule :

$$\bar{\epsilon} = \frac{\sum_j n'_j \epsilon_j}{\sum_j n'_j} \quad (131)$$

En appelant g_j le poids statistique affecté au niveau d'énergie j , c'est-à-dire le nombre d'états correspondant à ce niveau, on démontre (voir par exemple MOORE, 1957, p. 430-434) que :

$$\bar{\epsilon} = \frac{\sum_j g_j \epsilon_j e^{-\frac{\epsilon_j}{kT}}}{\sum_j g_j e^{-\frac{\epsilon_j}{kT}}} = kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\text{Log } f) \quad (132)$$

la fonction

$$f = \sum_j g_j e^{-\frac{\epsilon_j}{kT}} \quad (133)$$

étant appelée "fonction de partition moléculaire"

1° - Energie de translation

On retrouve le résultat :

$$C_v^{\text{trans}} = 3R/2 \quad (134)$$

donné par le principe de l'équipartition de l'énergie, comme on peut le voir dans les livres de FOWLER et GUGGENHEIM (1956, p. 80) ou de MOORE (1957, p. 440).

2° - Energie de rotation

a) - Molécules linéaires

Pour les gaz diatomiques, on peut prendre le modèle du rotateur en forme d'haltère (masses m_1 et m_2). Le problème se ramène ainsi à une rotation de la masse réduite $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ à une distance r autour d'un axe. L'énergie potentielle d'un tel système étant nulle, l'équation de SCHRODINGER devient :

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi^2 \mu}{h^2} \epsilon \psi = 0 \quad (135)$$

Ainsi on trouve (FOWLER et GUGGENHEIM, 1956, p. 28 et 43) les solutions permises pour les énergies de rotation :

$$\epsilon_{\text{rot}} = \frac{J(J+1)h^2}{8\pi^2 I} \quad (136)$$

J ($= 0, 1, 2, \dots$) étant le nombre quantique de rotation et I ($= \mu r^2$) le moment d'inertie de la molécule. On en déduit la fonction de partition de rotation (MOORE, 1957, p.442):

$$f_{\text{rot}} = \sum_j (2J+1) e^{-J(J+1) \theta_r / T} \quad (137)$$

où :

$$\theta_r = \frac{h^2}{8\pi^2 I k} \quad (138)$$

est la température caractéristique de rotation. Les niveaux d'énergie étant très rapprochés, on peut remplacer la somme (137) par une intégrale :

$$f_{\text{rot}} = \int_0^\infty (2J+1) e^{-J(J+1) \theta_r / T} dJ \quad (139)$$

On trouve ainsi :

$$f_{\text{rot}} = \frac{T}{\Theta_r} = \frac{8\pi^2 I k T}{h^2} \quad (140)$$

Pour que les résultats soient corrects, il faut diviser par l'indice de symétrie σ . Pour les molécules diatomiques on a $\sigma = 1$ quand elles sont hétéronucléaires (NO, CO, HCl, $N^{14} N^{15}$...) et $\sigma = 2$ quand elles sont homonucléaires ($N^{14} N^{14}$, $O^{16} O^{16}$...).

Ainsi on obtient finalement :

$$f_{\text{rot}} = \frac{T}{\sigma \Theta_r} = \frac{8\pi^2 I k T}{\sigma h^2} \quad (141)$$

Cette formule s'applique aussi aux molécules polyatomiques linéaires avec $\sigma = 2$ quand elles ont un plan de symétrie ($O = C = O$) et $\sigma = 1$ quand elles n'en ont pas ($N \equiv N = O$).

L'énergie moyenne de rotation par molécule est d'après (132) et (141) :

$$\bar{\epsilon}_{\text{rot}} = kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\text{Log } f_{\text{rot}}) = kT \quad (142)$$

d'où : $E_{\text{rot}} = RT$ par mole

et $C_v^{\text{rot}} = R$ (143)

b) - Molécules polyatomiques non linéaires

On trouve alors :

$$f_{\text{rot}} = \frac{8\pi^2 (8\pi^3 A, B, C)^{1/2} (kT)^{3/2}}{\sigma h^3} \quad (144)$$

A, B et C étant les trois moments d'inertie principaux de la molécule. L'indice de symétrie σ est égal au nombre de façons équivalentes d'orienter la molécule. Par exemple, $\sigma = 2$ pour H_2O , $\sigma = 3$ pour NH_3 , $\sigma = 12$ pour CH_4 et C_6H_6 . L'énergie moyenne de rotation est d'après (132) et (144) :

$$\bar{\epsilon}_{\text{rot}} = kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\text{Log } f_{\text{rot}}) = \frac{3}{2} kT \quad (145)$$

et par suite $E_{\text{rot}} = \frac{3}{2} RT$ par mole

et $C_v^{\text{rot}} = \frac{3}{2} R$ (146)

c) - Discussion

En supposant une variation continue pour l'énergie rotationnelle, nous avons retrouvé les résultats donnés par le principe de l'équipartition de l'énergie. La contribution des degrés de liberté de rotation dans les chaleurs spécifiques totales, est effectivement constante dans un très grand domaine de température. Cela résulte du fait qu'on a le plus souvent : $\epsilon_{\text{rot}} \ll kT$. En d'autres termes, les résultats ne sont valables qu'aux températures $T \gg \Theta_r$.

Les températures caractéristiques de rotation Θ_r sont généralement très basses : $2,08^\circ K$ (O_2); $2,89^\circ K$ (N_2) ; $2,78^\circ K$ (CO) ; $2,42^\circ K$ (NO)... Les degrés de liberté de rotation peuvent être considérés comme totalement excités lorsque T

dépasse une valeur comprise entre 2 et 3 Θ_r , donc supérieure à 10°K pour les molécules ci-dessus. Ainsi, dans le domaine de température qui nous intéresse, il suffit de prendre pour C_v^{rot} les valeurs classiques d'équipartition R ou 3R/2.

Il faut cependant signaler que certaines molécules diatomiques ont des températures caractéristiques de rotation plus élevées : 87,5°K (H_2) ; 43,8°K (D_2) ; 15,2°K (HCl) ; 12,1°K (HBr) ; 9°K (HI). Malgré ces valeurs un peu exceptionnelles de Θ_r , on a encore $C_v^{\text{rot}} = R$ pour des températures bien inférieures à 300°K.

Des résultats plus rigoureux peuvent être obtenus en calculant f_{rot} non par l'intégrale (139), mais par la somme (137). Ainsi FOWLER et GUGGENHEIM (1956, P. 83 et 89) ont donné pour les molécules linéaires la formule approximative :

$$C_v^{\text{rot}} = R \left[1 + \frac{1}{45} \left(\frac{\Theta_r}{T} \right)^2 + O \left(\frac{\Theta_r}{T} \right)^3 \right] \quad (147)$$

où 0 signifie "de l'ordre de",

qui est valable pour $T \gg \Theta_r$. Cette condition est respectée dans le domaine de température correspondant à nos expériences. Par suite C_v^{rot} devrait être toujours supérieur mais très voisin de sa valeur classique d'équipartition R, qui n'est réellement atteinte qu'aux températures élevées.

Aux basses températures $T \ll \Theta_r$, les calculs montrent que $C_v^{\text{rot}} \rightarrow 0$ en même temps que T. Pour les températures intermédiaires, il n'existe pas de formules compactes.

3° - Energie de vibration

On peut supposer que les mouvements de vibration et de rotation sont indépendants les uns des autres, ce qui est une approximation suffisante. Aux températures relativement basses, les énergies de vibration sont en général assez faibles. On peut alors prendre comme modèle de molécule vibrante à une fréquence ν , un simple oscillateur harmonique de même fréquence. L'énergie potentielle est ainsi définie par une loi parabolique et l'équation de SCHRÖDINGER devient :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left(\epsilon - \frac{kx^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (148)$$

Ses solutions bien connues sont :

$$\epsilon_{\text{vib}} = \left(v + \frac{1}{2} \right) h\nu \quad (149)$$

$v (= 0, 1, 2, \dots)$ étant le nombre quantique de vibration.

Ce modèle n'est pas très bon pour les niveaux de vibration élevés où l'énergie potentielle est anharmonique. Il ne tient pas compte en particulier de la dissociation de la molécule qui se produit lorsque l'amplitude des oscillations devient assez grande. Par conséquent, il n'y a qu'un nombre limité p d'états possibles. On peut prendre comme énergie zéro celle de l'état vibratoire le plus bas correspondant à $v = 0$ et calculer la fonction de partition de vibration pour ces p états possibles. Ainsi, on a pour le mode de vibration considéré :

$$f_{\text{vib}} = \sum_{v=0}^{p-1} e^{-vh\nu/kT} = \frac{1 - e^{-ph\nu/kT}}{1 - e^{-h\nu/kT}} \quad (150)$$

Si $p \gg 1$, il existe un grand domaine de température où $e^{-h\nu/kT}$ est négligeable par rapport à 1, tandis que $e^{-h\nu/kT}$ ne l'est pas,

$$\text{d'où : } f_{\text{vib}} = \left[1 - e^{-h\nu/kT} \right]^{-1} \quad (151)$$

On en déduit l'énergie moyenne pour ce mode ν :

$$\bar{E}_{\text{vib}} = kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\text{Log } f_{\text{vib}}) = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (152)$$

dont les valeurs limites sont :

$$\bar{E}_{\text{vib}} = 0 \quad \text{pour } kT \ll h\nu$$

$$\text{et } \bar{E}_{\text{vib}} = kT - \frac{1}{2} h\nu \quad \text{pour } kT \gg h\nu$$

La différence $h\nu/2$ par rapport à la valeur classique d'équipartition kT , résulte du choix de l'énergie zéro. En prenant celle-ci, non au premier état vibrationnel, mais à l'état de repos correspondant au minimum de l'énergie potentielle, on trouve (FOWLER et GUGGENHEIM, 1956, p. 96) :

$$\bar{E}_{\text{vib}} = \frac{1}{2} h\nu \quad \text{pour } kT \ll h\nu$$

$$\text{et } \bar{E}_{\text{vib}} = kT \quad \text{pour } kT \gg h\nu$$

Ainsi, l'énergie vibrationnelle au zéro absolu est égale à celle du niveau de vibration le plus bas (énergie résiduelle du vibreur).

D'après (152), l'énergie interne thermodynamique par mole et par degré de liberté de vibration a pour expression :

$$E_{\text{vib}} = \frac{N h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (153)$$

ce qui permet de calculer la chaleur spécifique molaire correspondante :

$$C_V^{\text{vib}} = \frac{\partial E_{\text{vib}}}{\partial T} = Nk \left(\frac{1}{2} \frac{h\nu}{kT} \right)^2 / \text{Sh}^2 \left(\frac{1}{2} \frac{h\nu}{kT} \right) \quad (154)$$

On l'exprime souvent en fonction de la température caractéristique de vibration :

$$\theta_V = h\nu/k \quad (155)$$

$$\text{ce qui donne : } C_V^{\text{vib}} = R \frac{(\theta_V/2T)^2}{\text{Sh}^2(\theta_V/2T)} \quad (156)$$

Les valeurs limites sont :

$$C_V^{\text{vib}} = 0 \quad \text{pour } T \ll \theta_V \quad \text{ou } kT \ll h\nu$$

$$\text{et } C_V^{\text{vib}} = R \quad \text{pour } T \gg \theta_V \quad \text{ou } kT \gg h\nu$$

a) - Molécules diatomiques

Ces molécules n'ont que $3n - 5 = 1$ degré de liberté de vibration. Connaissant la fréquence fondamentale ν ou θ_V , les relations (154) ou (156) permettent de calculer C_V^{vib} à toute température.

En tenant compte de l'anharmonicité, on peut remplacer (149) qui donne des niveaux d'énergie équidistants, par :

$$\epsilon_v = (v + \frac{1}{2}) h\nu \left[1 - (v + \frac{1}{2}) x_e \right] \quad (157)$$

qui fait apparaître des niveaux de plus en plus rapprochés quand v augmente. Ainsi, on a l'énergie résiduelle :

$$\epsilon_0 = \frac{1}{2} h\nu \left[1 - \frac{1}{2} x_e \right] \quad (158)$$

et celle de l'état suivant :

$$\epsilon_1 = \frac{3}{2} h\nu \left[1 - \frac{3}{2} x_e \right] \quad (159)$$

Ces deux états apportent la principale contribution dans la fonction de partition de vibration, même pour une température atteignant 2 000°K.

La température caractéristique de vibration, définie par :

$$k\theta_v = \epsilon_1 - \epsilon_0 = h\nu (1 - 2x_e) \quad (160)$$

est déterminée par spectroscopie. Nous donnons les résultats ainsi obtenus pour quelques molécules diatomiques (FOWLER et GUGGENHEIM, 1956, p. 90) :

Gaz	H ₂	N ₂	O ₂	CO	NO
$\theta_v/10^3$	6,10	3,34	2,23	3,07	2,69

On peut en déduire C_v^{vib} à toute température d'après (156). La théorie et l'expérience sont en accord et montrent que les variations de C_v^{vib} en fonction de T/θ_v , sont données par une courbe unique pour toutes les molécules diatomiques. Le tableau ci-dessous présente quelques valeurs particulières de ces contributions vibrationnelles :

T/θ_v	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	1	2	4
C_v^{vib}/R	0,022	0,303	0,724	0,928	0,979	0,9995

Dans les conditions où $T \leq 300^\circ K$, on peut donc négliger C_v^{vib} dans les chaleurs spécifiques totales des molécules diatomiques figurant ci-dessus.

b) - Autres molécules polyatomiques

Selon que les molécules sont linéaires ou non, on a respectivement $3n - 5$ ou $3n - 6$ modes de vibration. A chaque mode correspond une fréquence fondamentale ν_v , une température caractéristique θ_v et une chaleur spécifique partielle de même forme que celle qu'on vient d'examiner pour une molécule diatomique. Ainsi, en considérant tous les modes, on a une contribution vibrationnelle totale :

$$C_v^{vib} = R \cdot \sum_v \frac{(\theta_v/2T)^2}{\text{Sh}^2(\theta_v/2T)} \quad (161)$$

Si la molécule polyatomique présente des éléments de symétrie, deux ou trois modes peuvent avoir même valeur de ν_v et par suite de θ_v . Il s'agit de modes dégénérés

de poids 2 ou 3. Leur contribution dans les diverses fonctions thermodynamiques est double ou triple de celle d'un mode non dégénéré de même fréquence fondamentale.

Comme l'indique (161), les contributions vibrationnelles dans les chaleurs spécifiques totales sont nulles à basses températures ($T \ll \theta_v$) et classiques à hautes températures ($T \gg \theta_v$).

Pour $T \approx 300^\circ\text{K}$, les divers modes ont des participations qui sont soit négligeables, soit très importantes. Les températures caractéristiques de vibration peuvent en effet descendre pour certains modes à : $\theta_v = 954^\circ\text{K}(\text{CO}_2)$, $850^\circ\text{K}(\text{N}_2\text{O})$, $1360^\circ\text{K}(\text{NH}_3)$, 938°K , 523°K et $374^\circ\text{K}(\text{CHCl}_3)$. On peut voir dans les livres de FOWLER et GUGGENHEIM (1956 pp. 112-115) et de HERZFELD et LITOVITZ (1959, pp. 241-259) les contributions vibrationnelles totales dans les chaleurs spécifiques de nombreuses molécules. Pour une température voisine de 300°K , on a par exemple pour C_v^{vib} les valeurs : $0,03 R$ (CH_4) ; $0,28 R$ (NH_3) ; $0,979 R$ (CO_2) ; $1,157 R$ (N_2O) ; $0,94 R$ (CH_3Cl) ; $2,21 R$ (CH_2Cl_2) ; $3,96 R$ (CHCl_3) ; $6,12 R$ (CCl_4)...

4° - Rotation interne

Pour certaines molécules, la séparation en degrés de liberté de vibration et de rotation n'a pas de sens. Comparons par exemple l'éthylène $\text{CH}_2 = \text{CH}_2$ et l'éthane $\text{CH}_3\text{-CH}_3$, utilisés l'un et l'autre dans nos expériences (chapitre 13).

L'orientation des deux groupes méthylène de C_2H_4 est imposée par la double liaison. Il ne peut donc exister qu'une vibration de torsion de part et d'autre de la liaison ($\theta_v = 1290^\circ\text{K}$), mais pas de rotation interne complète. Cette rotation gênée a une contribution dans la chaleur spécifique totale qui est par exemple de $0,245 R$ à $293,5^\circ\text{K}$. Les autres fréquences donnent un total de $0,909 R$ à la même température.

Pour l'éthane, au contraire, la rotation complète des groupes méthyle autour de la liaison simple est possible. Un des degrés de liberté de rotation manque et se trouve remplacé par une rotation interne. En réalité, il n'en est ainsi qu'à haute température où cette rotation est libre et donne dans C_v une contribution qui tend vers $R/2$. A basse température, on admet que la rotation est gênée et se comporte comme une vibration. Cela explique pourquoi sa contribution est voisine de R à $T \approx 300^\circ\text{K}$.

5° - Chaleurs spécifiques totales pour des transformations réversibles

Dans le domaine de température de nos expériences, on peut conclure que les valeurs classiques d'équipartition de l'énergie sont atteintes pour :

- les degrés de liberté de translation :

$$C_v^{\text{trans}} = 3R/2$$

- et les degrés de liberté de rotation :

$C_v^{\text{rot}} = R$ ou $3R/2$, suivant que les molécules sont linéaires ou non, respectivement.

La contribution vibrationnelle dans les chaleurs spécifiques totales C_v est négligeable pour les molécules diatomiques et parfois très importante pour les autres molécules polyatomiques.

On a donc pour C_v les diverses valeurs :

- molécules monoatomiques :

$$C_V = \frac{3}{2} R \quad (162)$$

- molécules polyatomiques linéaires :

$$C_V = \frac{5}{2} R + R \cdot \sum_v \frac{(\theta_v/2T)^2}{\text{Sh}^2 (\theta_v/2T)} \quad (163)$$

- molécules polyatomiques non linéaires :

$$C_V = 3 R + R \cdot \sum_v \frac{(\theta_v/2T)^2}{\text{Sh}^2 (\theta_v/2T)} \quad (164)$$

Ainsi apparaît la signification des valeurs de γ ou de C_V considérées dans cette étude de jets supersoniques :

$\gamma = \frac{5}{3}$, ou $C_V = \frac{3}{2} R$: molécules monoatomiques,

$\gamma = \frac{7}{5}$, ou $C_V = \frac{5}{2} R$: molécules polyatomiques linéaires, avec contribution vibrationnelle nulle,

$\gamma = \frac{8}{6}$, ou $C_V = 3 R$: molécules polyatomiques non linéaires, avec contribution vibrationnelle nulle,

$\gamma = \frac{9}{7}$, ou $C_V = \frac{7}{2} R$: molécules diatomiques avec contribution vibrationnelle classique.

D'après les valeurs constantes obtenues pour le premier invariant $(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}}$, nous avons trouvé trois principaux groupes de gaz (chapitre 13). Ces trois groupes semblent bien correspondre aux trois valeurs de γ : $5/3$, $7/5$ et $8/6$. Ainsi, de nombreuses molécules étudiées se comporteraient comme si elles n'avaient pas de degrés de liberté de vibration et ne se distingueraient que par leur nombre de degrés de liberté de rotation : 0 (molécules monoatomiques), 2 (molécules polyatomiques linéaires) et 3 (molécules polyatomiques non linéaires). Un tel comportement est normal pour les gaz rares ($\gamma = 5/3$) et les gaz diatomiques ($\gamma = 7/5$) qui, dans le domaine de température de nos expériences, ont des chaleurs spécifiques de vibration respectivement nulles et négligeables. Par contre, dans le cas des autres molécules polyatomiques (linéaires ou non linéaires), on sait qu'une participation vibrationnelle doit apparaître au cours d'une transformation réversible. De plus, on est surpris de voir que l'hydrogène et le deutérium se rapprochent beaucoup des gaz rares, comme si leurs degrés de liberté de rotation étaient presque inactifs. Des écarts par rapport à l'équilibre thermodynamique paraissent ainsi exister. Nous allons montrer qu'ils résultent d'effets de temps de relaxation. Ceux-ci interviennent pendant la détente du gaz et empêchent cette transformation de se produire d'une façon réversible.

II - GENERALITES SUR LES EFFETS DE TEMPS DE RELAXATION DANS UN JET SUPERSONIQUE

A - Définitions concernant les relaxations

Dans une détente isentropique, tous les degrés de liberté des molécules sont actifs. Les températures des degrés de liberté internes varient en restant toujours

égales aux températures de translation. Ainsi, toute l'énergie peut être convertie en énergie cinétique liée au mouvement d'ensemble du jet supersonique. On peut définir un temps de relaxation τ_r comme le temps nécessaire pour éliminer une différence entre la température d'un degré de liberté particulier et la température de translation. Ainsi, une détente isentropique apparaît comme une transformation suffisamment lente pour que le temps nécessaire au gaz pour passer d'une température translationnelle à une autre, demeure toujours beaucoup plus long que le temps de relaxation τ_r relatif à un degré de liberté quelconque.

Il est souvent commode d'associer à tout temps de relaxation τ_r le nombre de collisions nécessaires pour la relaxation relative au degré de liberté considéré. Plus précisément, on prend le nombre de collisions N_r permettant de réduire d'un facteur e^{-1} , un excès d'énergie par rapport à sa valeur à l'équilibre. Ces deux grandeurs sont donc liées par la relation :

$$N_r = \frac{\tau_r}{\bar{t}} \quad (165)$$

$\bar{t}$ étant le temps moyen séparant deux collisions et $1/\bar{t}$ la fréquence moyenne de collision qui d'après (48) et (101) peut s'écrire :

$$\frac{1}{\bar{t}} = \frac{\bar{c}}{\lambda} = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \cdot \sqrt{2} \pi \sigma^2 \Omega_\eta n \quad (166)$$

On en déduit l'expression :

$$N_r = 4 \left(\frac{\pi kT}{m} \right)^{1/2} \cdot \sigma^2 \Omega_\eta n \tau_r \quad (167)$$

Nous désignerons ces nombres de collisions par N_r^{trans} , N_r^{rot} ou N_r^{vib} , selon qu'ils sont associés aux degrés de liberté de translation, rotation ou vibration, respectivement.

Une analyse du mécanisme des collisions montre qu'à température ambiante N_r^{trans} dépasse légèrement l'unité et que N_r^{rot} a des valeurs comprises entre quelques unités (par exemple 5 pour l'azote) et quelques dizaines d'unités. Au contraire, N_r^{vib} est beaucoup plus grand, ses valeurs se situant le plus souvent entre 10^3 et 10^7 . Ces divers nombres N_r diminuent lorsque la température augmente. On peut les trouver dans les livres de HERZFELD et LITOVITZ (1959, pp. 74-122) et de COTTREL et Mc COUBREY (1961, pp. 231-259).

Le temps de relaxation :

$$\tau_r = N_r \bar{t}$$

décroît évidemment comme $\bar{t}$ lorsque la densité augmente. Ses variations avec la température sont plus compliquées puisque N_r et Ω_η et par suite $\bar{t}$, ne sont pas des fonctions simples de ce paramètre T.

B - Existence d'effets de relaxation

En connaissant τ_r ou N_r , il est possible de prévoir certains écarts par rapport à l'équilibre, dans la distribution de l'énergie entre les différents degrés de liberté des molécules. De tels écarts peuvent se produire au cours de chauffages ou de refroidissements brusques, de compressions ou de détente brusques... Ils existent en particulier lorsque de forts gradients sont créés, par exemple dans les conditions où un écoulement supersonique rencontre de petits obstacles. Ainsi, en

mesurant des pressions d'arrêt à l'aide de tubes de Pitot de faible diamètre, KANTROWITZ (1946) a mis en évidence de telles fluctuations au cours de la recompression du gaz. Il en a déduit une méthode pour obtenir des temps de relaxation (voir aussi GRIFFITH, 1950).

Comme l'ont signalé KANTROWITZ et GREY (1951), ces mêmes effets peuvent encore se produire dans un jet supersonique qui ne rencontrerait pas d'obstacles. En effet, lorsque le gaz subit une détente brusque dans un espace réduit, il est possible que les degrés de liberté lents n'arrivent pas à suivre les variations rapides de la température de translation. Les temps de relaxation augmentant quand la densité diminue, ces effets de relaxation sont d'autant plus importants que la raréfaction est plus grande. Ainsi, un degré de liberté quelconque, qui serait initialement actif dans la première partie de la détente, peut avoir ensuite une participation plus faible et finalement négligeable à partir d'une certaine distance en aval de la tuyère. On dit qu'il se produit alors un "gelage" partiel ou total pour un mode particulier. A la limite, le gaz se comporte comme si ce mode n'existait pas, puisque celui-ci devient inactif ou "gelé". Il en résulte une diminution des chaleurs spécifiques totales et par suite une valeur effective de γ supérieure à celle qu'il y aurait dans une transformation réversible.

Puisque l'on a toujours :

$$N_r^{\text{trans}} < N_r^{\text{rot}} < N_r^{\text{vib}}$$

il peut apparaître successivement sur l'axe du jet supersonique, le "gelage" des degrés de liberté de vibration, rotation et finalement translation. On trouve ainsi trois "points de gelage", le dernier correspondant au passage du jet en régime moléculaire. La densité continue ensuite à décroître comme x^{-2} , mais le nombre de Mach n'augmente plus.

C - Etudes théoriques des effets de relaxation

On peut simplifier le problème concernant ces effets de temps de relaxation. Pour cela, on suppose que tout mode particulier passe brusquement de l'état d'équilibre à l'état de "gel" et on définit le "point de gelage" par :

$$-\frac{de}{dt} = \frac{e}{\tau_r} \quad (168)$$

e étant l'énergie interne associée aux degrés de liberté considérés et d/dt la dérivée totale ou hydrodynamique. Dans le cas où la chaleur spécifique correspondante est constante, cette condition de "gelage" s'écrit :

$$-\frac{dT}{dt} = \frac{T}{\tau_r} \quad (169)$$

tandis que les états d'équilibre et de "gel" sont tels que : $dT/dt < T/\tau_r$ et $dT/dt > T/\tau_r$, respectivement. Il faut signaler que les énergies et les températures intervenant dans ces définitions, doivent être prises en négligeant les effets de relaxation.

Cette méthode proposée initialement par BRAY (1959) dans l'étude de la dissociation, a été appliquée ensuite par PHINNEY (1964) à la relaxation vibrationnelle. Enfin KNUTH (1964,a) a fait l'analyse correspondante des effets de relaxation rotationnelle et translationnelle, pour des molécules diatomiques dont les degrés

de liberté de vibration seraient totalement inactifs. Cependant, en régime intermédiaire, une solution exacte doit faire appel à l'équation de Boltzmann. HAMEL et WILLIS (1966) ont donné une approximation en traitant le problème de la source à symétrie sphérique comme un problème de relaxation avec deux températures de translation : l'une prise le long des lignes de courant et l'autre transversalement aux lignes de courant. Il en résulte deux températures de "gelage" $T_{\parallel}$ et $T_{\perp}$ et deux valeurs limites $M_{\parallel}$ et $M_{\perp}$ pour les nombres de Mach.

Pour faire de telles analyses, on a besoin des nombres de collisions N_r et des sections efficaces de collision. Mais ces grandeurs ne sont pas toujours connues, surtout à basse température. De plus, on sait que les variations de N_r et de Ω_{η} avec la température, sont compliquées. Il s'ensuit qu'une étude théorique concernant les effets de relaxation dans un jet supersonique, présente de grandes difficultés. C'est pour cette raison que de nombreux auteurs ont préféré choisir une méthode expérimentale pour aborder ce problème.

III - ETUDE EXPERIMENTALE DES EFFETS DE TEMPS DE RELAXATION DANS UN JET SUPERSONIQUE LIBRE

A - Observations et études faites dans divers laboratoires

D'après les dimensions latérales de la bouteille de choc formée avec des jets d'hydrogène, BIER et SCHMIDT (1961) ont remarqué que les degrés de liberté de rotation avaient une faible participation au cours de la détente du gaz. Dans une étude de jets libres d'azote, REIS (1962) a mesuré à basse densité des pressions d'arrêt qui étaient supérieures à celles prévues pour une détente isentropique. KNUTH (1964, a et b) a fait intervenir le "gel" des degrés de liberté de rotation pour expliquer ces derniers résultats et a montré comment de telles mesures pouvaient être utilisées pour obtenir les temps de relaxation correspondants. Effectivement, cette méthode a été employée plus tard pour étudier la relaxation rotationnelle de l'azote (LEFKOWITZ et KNUTH, 1969). D'autres auteurs ont déterminé directement les températures de rotation à l'intérieur du jet libre, en excitant les molécules à l'aide d'un canon à électrons et faisant l'analyse spectroscopique de la lumière émise par fluorescence. Ainsi, ROBBEN et TALBOT (1966) et MAPPONE (1967) ont trouvé par cette méthode, malgré quelques différences quantitatives entre leurs résultats, d'importants effets de relaxation rotationnelle. Enfin HAGENA et HENKES (1960) et MILLER et ANDRES (1967) ont abouti aux mêmes conclusions en comparant, pour les vitesses des molécules dans le jet moléculaire, les valeurs mesurées aux valeurs théoriques calculées pour une détente isentropique.

ANDERSON et al. (1966) ont aussi étudié le "gelage" des degrés de liberté de translation, en mesurant la distribution des vitesses sur l'axe du jet moléculaire. Ils ont observé que cette distribution ne varie plus lorsque l'extraction du jet est réalisée à partir d'une certaine distance x_E/D^* en aval de la tuyère. La position correspondante de l'orifice de l'écorceur donne le "point de gelage" des degrés de liberté de translation, qui dépend évidemment des conditions génératrices. Ainsi, ces auteurs ont trouvé pour l'argon une valeur limite du nombre de Mach donnée par la formule empirique :

$$M_{\text{lim}} = 1,18 (Kn_0)^{-0,4} \quad (170)$$

dans laquelle 0,4 a été identifié à $(\gamma-1)/\gamma$. SCOTT et PHIPPS (1967) ont aussi étudié et discuté le "gelage" des degrés de liberté de translation.

B - Etude des relaxations dans notre laboratoire

Comme l'ont déjà fait plusieurs auteurs, on peut étudier les effets de relaxation en comparant, pour une grandeur physique choisie, les valeurs mesurées sur l'axe de la tuyère aux valeurs théoriques correspondantes, calculées pour une détente isentropique. Cette étude est plus simple lorsqu'il est possible de réaliser au laboratoire des conditions donnant sensiblement cette transformation réversible. On obtient ainsi des jets où les effets de relaxation sont absents et qui peuvent servir de référence. Il est alors facile de voir, par comparaison, s'il existe dans d'autres jets des écarts par rapport à l'équilibre. C'est la méthode que nous avons suivie en choisissant une grandeur physique sensible aux variations de γ . Les principaux résultats ont été présentés au "Symposium on Molecular Relaxation Processes" (Aberystwyth; G.B. juillet 1965) et sont publiés (CAMPARGUE, 1966b).

1° - Le premier invariant $(J_1)_{opt}$ est sensible aux variations de γ effectif au col de la tuyère

Dans les chapitres précédents, on a présenté les résultats de diverses études faites en essayant de maintenir constant le rapport des chaleurs spécifiques. On a montré en particulier qu'il existe des conditions facilement accessibles où le nombre sans dimensions $[C_s(\gamma)]_{max}$ ne dépend que de ce facteur. Sa valeur a été trouvée voisine de 8 pour les molécules linéaires. Il apparaît comme une fonction décroissante de γ , dont la diminution est de l'ordre de 20 % quand on passe des molécules linéaires aux gaz rares. Mais nous savons déjà qu'il contient un paramètre bien plus sensible aux variations de γ .

Notre nombre sans dimensions a été obtenu en effet en faisant le produit de deux expressions. Celles-ci ont été trouvées constantes dans les conditions optimales de formation des jets moléculaires, lorsque les paramètres γ et x_M gardaient aussi des valeurs constantes.

Le premier invariant (chapitre 13) :

$$(J_1)_{opt} \equiv \frac{(P_o)_{opt} M^{1/2}}{\eta_o T_o^{1/2}} \cdot \frac{D_{eff}^{*2}}{(x_E^2)_{opt}}$$

qui définit le jet libre non perturbé à l'entrée de l'écorceur, ne semble dépendre que de γ et apparaît très sensible aux variations de ce facteur. On peut le voir d'après des valeurs calculées en éliminant la température T_o qui a été maintenue constante et en prenant comme diamètre de la tuyère d'abord sa valeur géométrique D^* (Tableau VI) et ensuite sa valeur effective D_{eff}^* (Tableau VII).

Le deuxième invariant (chapitre 14) :

$$(J_2)_{opt} \equiv (P_o)_{opt} D_{eff}^{*2}/P_1(x_E)_{opt} \sim (x_M^2)_{opt}/(x_E)_{opt}$$

contenant la pression P_1 qui est un facteur de dégradation du jet libre, dépend au contraire très peu de la nature du gaz. Comme le montrent les tableaux XII et XIII,

ses variations avec γ sont encore plus faibles lorsque les calculs sont faits en prenant D^* au lieu de D_{eff}^* .

Il semble donc possible d'avoir des renseignements sur les valeurs effectives de γ , en suivant les variations de $(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}}$ dans les conditions où $(\mathfrak{J}_2)_{\text{opt}}$ demeure constant, ce qui est donné sensiblement par $x_M \approx \text{Cte}$.

Pour un rapport de détente donné ($x_M \approx \text{Cte}$), LOVE et al. (1959) ont montré que l'inclinaison initiale de la couche limite à la sortie de la tuyère, augmente lorsque γ diminue. En d'autres termes, le jet libre est d'autant plus divergent que le nombre de degrés de liberté actifs à l'orifice de sortie, est plus grand. Le paramètre $(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}}$ qui est aussi une fonction décroissante de γ , apparaît donc lié à la divergence des lignes de courant du jet libre. Ses variations observées avec la nature du gaz, semblent intervenir pour compenser ces effets de divergence, afin que le libre parcours moyen $(\lambda_E)_{\text{opt}}$ à l'entrée de l'écorceur, ne subisse pas de grandes variations (Tableau XI). Ainsi, le paramètre $(\mathfrak{J}_1)_{\text{opt}}$ est très sensible aux variations de γ au col de la tuyère. Il semble bien pouvoir nous renseigner sur les valeurs effectives de ce facteur, lorsque le jet devient libre et que sa température est voisine de $T^* = 2 T_0 / (\gamma + 1)$.

2° - Prévisions concernant la présence ou l'absence d'effets de relaxation au col de la tuyère

Des indications sur les valeurs effectives de γ dans un jet supersonique, peuvent être obtenues en comparant les nombres de collisions N_r^{trans} , N_r^{rot} et N_r^{vib} déjà définis, au nombre de collisions que peut subir une molécule donnée au cours de la détente du gaz. Une valeur approximative de ce dernier nombre peut être calculée en prenant sur l'axe de la tuyère, l'intégrale :

$$\int \frac{\bar{c}}{\lambda} dt = \int \frac{\bar{c} dx}{\mu a \lambda} = \frac{2}{\lambda_0} \left(\frac{2}{\pi \gamma} \right)^{1/2} \int \frac{dx}{\mu \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} \mu^2 \right]^{1/(\gamma-1)}} \quad (171)$$

On trouve ainsi une valeur minimale puisqu'on suppose que les molécules se déplacent en ligne droite. De plus, comme la densité décroît rapidement lorsque le jet devient libre à l'orifice de sortie, le nombre obtenu en intégrant (171) sur une distance tuyère-écorceur x_E , reste voisin de celui calculé pour une courte distance x , ne dépassant pas quelques diamètres D^* . Dans ces conditions, les résultats trouvés peuvent être considérés comme valables à des températures voisines de la température critique $T^* = 2 T_0 / (\gamma + 1)$. En prenant $T_0 = 293^\circ\text{K}$, on a $T^* = 220, 244, 252$ et 257°K pour $\gamma = 5/3, 7/5, 8/6$ et $9/7$, respectivement.

On a calculé ces nombres de collisions pour divers gaz pris dans les conditions expérimentales indiquées dans le tableau VI (chapitre 13). Les résultats sont donnés dans le tableau XVI.

Tableau XVI

Nombres de collisions calculés à partir de l'intégrale (171) :

gaz	$D^* = 0,47 \text{ mm}$	$D^* = 0,83 \text{ mm}$
He	37,4	17,6
Ne	37,7	16,8
Ar	32,3	13,5
Xe		14,2
H ₂	49,7	18,6
D ₂	38,2	17
N ₂	219	53
CO	208	57,7
O ₂	167	60,5
CO ₂	281	70,4
N ₂ O	272	71
C ₂ H ₂		98

On peut en déduire le comportement des divers degrés de liberté des molécules, dans le jet à la sortie de la tuyère.

a) - Relaxation translationnelle

Comme N_r^{trans} est voisin de l'unité, il ne peut y avoir d'effets de relaxation translationnelle au col de la tuyère. On peut même dire, en tenant compte des valeurs calculées pour $(\lambda_E)_{\text{opt}}$ (voir tableau XI), que le régime moléculaire n'est généralement pas encore atteint à l'entrée de l'écorceur.

b) - Relaxation rotationnelle

On peut voir dans les livres de HERZFELD et LITOVITZ (1959, pp. 74-122) et de COTTREL et Mc COUBREY (1961, pp. 231-259), que les valeurs de N_r^{rot} sont de quelques unités à quelques dizaines d'unités pour toutes les molécules considérées ici, à l'exception de H₂ et D₂. Ces nombres, donnés pour la température ambiante, sont un peu plus grands à la température T^* . Ils demeurent cependant suffisamment faibles devant ceux figurant dans le tableau XVI, pour que la relaxation rotationnelle puisse être complète.

Nous n'avons examiné que les molécules linéaires. On pourrait aboutir aux mêmes conclusions pour les molécules polyatomiques non linéaires comme CH₄, NH₃, H₂O...

L'hydrogène et le deutérium sont des exceptions puisqu'on a respectivement $N_r^{\text{rot}} \approx 350$ et 200 à 273°K. Ces valeurs sont encore plus grandes à la température T^* . Les nombres calculés à partir de (171) indiquent donc que d'importants effets de relaxation rotationnelle doivent intervenir pour les deux gaz H₂ et D₂.

c) - Relaxation vibrationnelle

On peut voir encore dans les livres de HERZFELD et LITOVITZ (1959, pp. 74-

122) et de COTTREL et Mc COUBREY (1961, pp. 231-259) que N_r^{vib} peut aller de 10^4 à 10^7 pour les molécules polyatomiques du tableau XVI, qui sont toutes linéaires. Il peut descendre au voisinage de 10^3 pour certaines molécules polyatomiques non linéaires (H_2O , NH_3 , $C_2H_4...$). Ces valeurs qui sont données pour $300^\circ K$, sont encore plus grandes à la température T^* et dépassent très largement les nombres reportés dans le tableau XVI. On peut en conclure que, pour les gaz considérés, la contribution vibrationnelle dans les chaleurs spécifiques totales, doit rester négligeable au cours de la détente du gaz.

3° - Jets libres de référence pour lesquels les valeurs effectives de γ au col de la tuyère sont connues

Les valeurs effectives de γ dépendent :

- d'une part, des chaleurs spécifiques intervenant au cours de transformations réversibles (voir I de ce chapitre),
- d'autre part, de la présence éventuelle d'effets de relaxation (voir ci-dessus).

a) - Comportement effectif des degrés de liberté de translation

A l'équilibre, les valeurs classiques d'équipartition de C_v^{trans} sont atteintes dans un domaine de température faisant passer de la condensation à l'ionisation. Comme il ne peut y avoir d'effets de relaxation translationnelle dans les conditions de nos expériences, on a toujours :

$$(C_v^{trans})_{eff} = \frac{3R}{2} \quad (172)$$

en tous points de jets et en particulier au col de la tuyère.

b) - Comportement effectif des degrés de liberté de rotation

Pour des transformations réversibles réalisées dans le domaine de température de nos expériences, C_v^{rot} aurait aussi ses valeurs classiques d'équipartition. Cela resterait vrai en particulier à la température T^* et même pour l'hydrogène et le deutérium qui ont des températures caractéristiques de rotation relativement élevées. Enfin, puisque des effets de relaxation rotationnelle ne peuvent se produire que pour ces deux derniers gaz (H_2 et D_2), on a pour les autres molécules polyatomiques les valeurs effectives :

$$(C_v^{rot})_{eff} = R \quad \text{pour les molécules linéaires,} \quad (173)$$

$$(C_v^{rot})_{eff} = \frac{3R}{2} \quad \text{pour les molécules non linéaires.} \quad (174)$$

c) - Comportement effectif des degrés de liberté de vibration

Pour les molécules diatomiques, prises à l'équilibre dans les conditions où $T \leq 300^\circ K$, on a vu que C_v^{vib} reste négligeable, les températures caractéristiques de vibration étant toujours très élevées.

Pour les autres molécules polyatomiques (linéaires ou non linéaires), on sait qu'à $300^\circ K$ certains modes de vibration ont aussi une contribution négligeable tandis que d'autres gardent une participation très importante au cours d'un processus réversible (FOWLER et GUGGENHEIM 1956, pp. 112-115, HERZFELD et LITOVITZ 1959, pp. 241-259). Mais, à cause des effets de temps de relaxation vibrationnelle déjà

signalés, les vibrations ne jouent le plus souvent aucun rôle pendant la détente du gaz. On a donc en général :

$$(C_v^{vib})_{eff} \approx 0 \quad (175)$$

d) - Jets libres de référence donnant trois principales valeurs de $(\mathfrak{J}_1)_{opt}$

D'après ce qui précède, on doit avoir au col de la tuyère (température T^*), les valeurs effectives valables dans les conditions de nos expériences :

$$(C_v)_{eff} = \frac{3R}{2} \quad \text{et} \quad \gamma_{eff} = \frac{5}{3} \quad \text{pour les molécules monoatomiques,} \quad (176)$$

$$(C_v)_{eff} = \frac{5R}{2} \quad \text{et} \quad \gamma_{eff} = \frac{7}{5} \quad \text{pour les molécules polyatomiques linéaires,} \quad (177)$$

$$(C_v)_{eff} = 3R \quad \text{et} \quad \gamma_{eff} = \frac{8}{6} \quad \text{pour de nombreuses molécules polyatomiques non linéaires.} \quad (178)$$

Ainsi, par suite d'effets de relaxation, qui rendent nulles les chaleurs spécifiques de vibration, il est possible de ne considérer que trois valeurs effectives de γ au col de la tuyère. Comme $(\mathfrak{J}_1)_{opt}$ ne dépend que de ce facteur dans les conditions où $x_M \approx \text{Cte}$, il ne peut exister aussi que trois valeurs principales pour ce paramètre. Nous les avons trouvées et données au chapitre 13, au facteur constant $10^{-3} \cdot T_0^{1/2}$ près, en prenant comme diamètre de tuyère soit D^* (tableau VI) soit D_{eff}^* (tableau VII). Ces trois valeurs de $(\mathfrak{J}_1)_{opt}$ nous ont servi de références pour observer d'abord et étudier ensuite certains effets de relaxation.

4° - Comportement exceptionnel de quelques molécules polyatomiques

a) - Hydrogène et deutérium

D'après les valeurs trouvées pour $(\mathfrak{J}_1)_{opt}$ (voir tableaux VI et VII), H_2 et D_2 s'écartent beaucoup des autres molécules linéaires pour se placer à proximité des gaz rares. Cela résulte d'effets de relaxation rotationnelle qui étaient prévisibles, comme on l'a indiqué ci-dessus.

Cependant, il semble qu'en ajoutant une faible quantité d'azote dans l'hydrogène contenu dans le réservoir, on fasse apparaître la contribution rotationnelle dans les chaleurs spécifiques de ce dernier gaz. En effet, on a calculé pour des mélanges binaires (H_2 , N_2), la valeur de notre paramètre suivant la formule :

$$(\mathfrak{J}_1)_{opt} = (1-f) \cdot (\mathfrak{J}_1^{H_2})_{opt} + f(\mathfrak{J}_1^{N_2})_{opt} \quad (179)$$

f étant la fraction molaire de l'azote, $(\mathfrak{J}_1^{H_2})_{opt}$ et $(\mathfrak{J}_1^{N_2})_{opt}$ correspondant respectivement à H_2 et N_2 pris avec leurs pressions génératrices partielles. Les résultats ont été obtenus en prenant D^* comme diamètre de la tuyère et sont encore donnés au facteur constant $10^{-3} \cdot T_0^{1/2}$ près. Ils sont représentés sur la figure 84 en fonction de la concentration en azote. On voit ainsi que l'hydrogène semble s'écarter rapidement des gaz monoatomiques pour se rapprocher des molécules linéaires qui ont deux degrés de liberté de rotation actifs. Quelques réserves s'imposent cependant puisque l'utilisation de la formule (179) n'a pas été justifiée. Elle ne peut l'être en particulier à cause de l'effet de séparation positive (chapitres 7 et 17) qui donne un enrichissement en molécules lourdes (N_2) sur l'axe

du jet. Cependant, aux faibles concentrations en azote ($f \leq 0,01$), ce dernier gaz a une faible contribution dans la valeur totale de $(\mathcal{J}_1)_{\text{opt}}$. Par suite, la première partie de la courbe pourrait bien représenter le comportement de l'hydrogène seul qui ferait intervenir progressivement ses degrés de liberté de rotation.

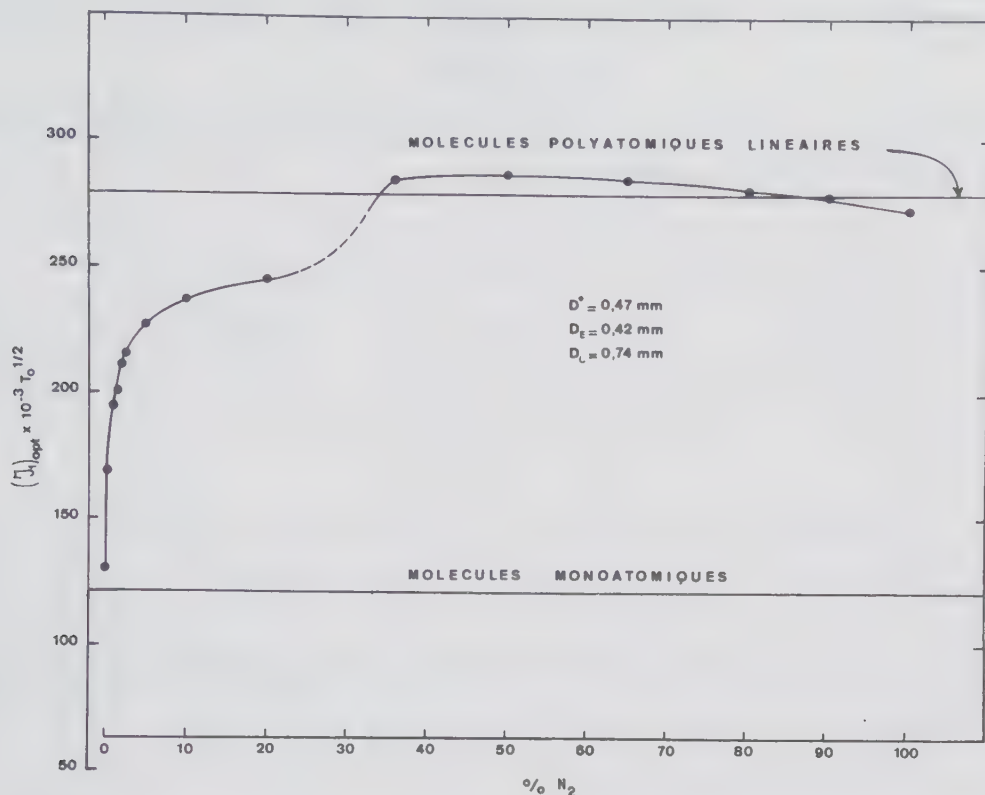


Figure 84 - La relaxation rotationnelle de l'hydrogène semble apparaître lorsque ce gaz contient de l'azote, même en très faible quantité.

Nous espérons pouvoir vérifier ce résultat à l'aide de notre dispositif de temps de vol permettant d'analyser les distributions des vitesses des molécules sur l'axe du jet moléculaire (chapitre 18). Si ces expériences confirmaient les précédentes, on aurait une preuve supplémentaire pour admettre que les effets de relaxation donnés par $(\mathcal{J}_1)_{\text{opt}}$ se produisent bien en amont de l'orifice d'extraction. Les températures atteintes à l'entrée de l'écorceur sont en effet assez basses pour que dans le cas de l'hydrogène, on ait $C_v^{\text{rot}} \approx 0$, même à l'équilibre. Ainsi, le paramètre $(\mathcal{J}_1)_{\text{opt}}$ représenterait bien l'état du jet à la sortie de la tuyère.

b) - Dérivés chlorés du méthane

Certains modes de vibration de ces dérivés chlorés ont des températures caractéristiques θ_r beaucoup plus basses que celles du méthane. On a par exemple 523°K et 374°K pour deux modes particuliers de CHCl_3 . Ainsi, pour des transformations réversibles réalisées à 300°K, on a vu (HERZFELD et LITOVITZ, 1959, p. 257) que C_v^{vib} prenait les valeurs : 0,94 R(CH_3Cl) ; 2,21 R(CH_2Cl_2) ; 3,96 R(CHCl_3) et 6,12 R(CCl_4). De plus, ces dérivés chlorés ont des nombres de collisions N_r^{vib} relativement faibles, par exemple 52 pour CHCl_3 et CCl_4 à 303°K (voir COTTREL et

Mc COUBREY, 1961, pp. 99-108). Par conséquent, certains modes de vibration de ces molécules pourraient rester actifs dans le jet, même au col de la tuyère. Une telle participation vibrationnelle apparaît effectivement d'après les valeurs trouvées pour $(\mathcal{J}_1)_{\text{opt}}$. Ce paramètre a été encore calculé en prenant pour la tuyère son diamètre géométrique D^* et les résultats sont donnés au facteur constant $10^{-3} \cdot T_0^{1/2}$ près (Tableau XVII).

Tableau XVII

Apparition d'une contribution vibrationnelle dans les chaleurs spécifiques totales des dérivés chlorés du méthane.

Diamètre des orifices (mm) : $D^* = 0,83$; $D_E = 0,42$; $D_C = 0,74$					
Gaz	M(g)	$10^6 \eta_0$ (poises)	$(P_o)_{\text{opt}}$ (torr)	$(x_E)_{\text{opt}}$ (mm)	$\frac{(P_o)_{\text{opt}} M^{1/2} D^{*2}}{10^3 \eta_0 (x_E^2)_{\text{opt}}} \text{ (C.G.S.)}$
CH ₄	16	108	15,9	4,10	321,2
CH ₂ Cl ₂	84,9	99	10,4	4,95	362,2
CHCl ₃	119,4	100	12,3	5,60	393,1
CCl ₄	153,8	98	11,7	5,60	433

Ainsi, la valeur effective de C_v^{vib} qui est nulle pour le méthane, semble augmenter progressivement au fur et à mesure que les atomes d'hydrogène sont remplacés par des atomes de chlore.

c) - Ethane et ses homologues

Rappelons que pour l'éthane CH₃-CH₃, une rotation libre des deux groupes méthyle est possible à haute température, autour de la simple liaison. Mais, à basse et moyenne température, on a une rotation gênée. Elle est alors considérée comme une vibration dont la contribution dans la chaleur spécifique totale est voisine de R à 300°K et presque aussi importante à T^* °K. Les autres modes jouent au contraire un rôle négligeable dans une transformation réversible, réalisée à ces températures relativement basses.

On sait aussi que N_r^{vib} est relativement faible pour ce gaz : 30 à 50 à température ambiante. Par conséquent, la rotation gênée est certainement active dans un jet d'éthane sortant de la tuyère. Avec ses homologues qui sont tels que : $60 < N_r^{\text{vib}} < 130$, cette contribution devrait être encore plus importante.

De telles prévisions semblent être confirmées par les valeurs trouvées pour $(\mathcal{J}_1)_{\text{opt}}$. En effet, ce paramètre qui a été calculé comme pour les dérivés chlorés du méthane, augmente à partir de la valeur de référence donnée par CH₄, au fur et à mesure que la chaîne de carbones s'allonge (Tableau XVIII).

Tableau XVIII

Contribution de la rotation gênée dans les chaleurs spécifiques totales de l'éthane et de ses homologues.

Diamètre des orifices (mm) : $D^* = 0,83$; $D_E = 0,42$; $D_C = 0,74$					
Gaz	M (g)	$10^6 \eta_o$ (poises)	$(P_o)_{opt}$ (torr)	$(x_E)_{opt}$ (mm)	$\frac{(P_o)_{opt} M^{1/2} D^{*2}}{10^3 \eta_o (x_E^2)_{opt}}$ (C.G.S.)
CH ₄	16	108	15,9	4,10	321,2
C ₂ H ₆	30	92	17,2	5,20	347,3
C ₃ H ₈	44	80	15,6	5,40	406,6
n-C ₄ H ₁₀	58	74	14,5	5,55	444,3
n-C ₆ H ₁₄	86	63,5	11,7	5,75	474

IV - CONCLUSION SUR LES EFFETS DE RELAXATION DANS UN JET SUPERSONIQUE

Les degrés de liberté de vibration des molécules demeurent généralement inactifs au cours de la détente du gaz, par suite d'effets de temps de relaxation. Il en résulte trois principales valeurs effectives de γ (5/3, 7/5 et 8/6) et trois valeurs de référence pour le paramètre $(\gamma_1)_{opt}$ qui est très sensible aux variations de ce rapport des chaleurs spécifiques. Cela nous a permis de déceler le comportement assez exceptionnel de quelques molécules (H₂ et D₂, chlorométhanes, éthane et ses homologues).

Certains résultats devraient être confirmés par d'autres méthodes, l'analyse des distributions des vitesses dans le jet moléculaire, par exemple. Il serait aussi intéressant de connaître l'influence des conditions génératrices (P_o et T_o) et de l'addition d'impuretés dans le gaz du réservoir, sur les effets de relaxation.

Enfin, il semble facile d'obtenir dans le jet moléculaire des états excités rotationnellement (pour H₂ et D₂) et vibrationnellement (pour la plupart des molécules polyatomiques). Ces états "quasi-métastables" peuvent se révéler d'un grand intérêt dans l'étude des collisions inélastiques, surtout si les molécules excitées sortent d'un générateur de haute enthalpie, comme un four à 2 000°C par exemple.

- CINQUIEME PARTIE -

PRODUCTION ET ETUDE DE JETS MOLECULAIRES D'ENERGIE INTERMEDIAIRE (0,5 - 25 eV)

Les énergies intermédiaires se situent entre les basses énergies ($< 0,5$ eV) données par les jets moléculaires classiques et les moyennes et hautes énergies (> 25 eV) faisant appel à l'ionisation et à l'accélération électrique. Malgré son importance, ce domaine intermédiaire s'est assez peu développé parce qu'il est très difficile à obtenir. Pour combler cet intervalle, divers auteurs ont essayé de nombreuses méthodes et en particulier celles utilisées pour produire les basses et les moyennes énergies. Ces deux domaines se rejoignent très difficilement comme on va d'abord le montrer.

I - DOMAINE DES BASSES ENERGIES

Dans un jet moléculaire classique (chapitre 8), obtenu avec une source effusive à la température T_1 , l'énergie cinétique moyenne est donnée par (54) :

$$\frac{1}{2} m (\sqrt{2} \hat{c}_1)^2 = 2 k T_1$$

puisque l'on a (45) :

$$\hat{c}_1 = \left(\frac{2kT_1}{m} \right)^{1/2}$$

Cette énergie est voisine de 0,05 eV à la température ambiante. Elle reste toujours très faible même si T_1 augmente jusqu'à une valeur correspondant au point de fusion des parois du four. Ainsi avec $T_1 = 2\,500^\circ\text{K}$, on n'obtient que 0,431 eV ou encore une vitesse quadratique moyenne $\sqrt{2} \hat{c}_1 = 1\,752 \text{ m.s}^{-1}$ pour l'azote. Il faudrait atteindre $3\,000^\circ\text{K}$ pour dépasser légèrement 0,5 eV et cela ne pourrait être réalisé sans décomposer la plupart des molécules.

La détente d'un gaz à travers une tuyère ne peut donner d'amélioration spectaculaire. C'est indiqué en effet par les courbes théoriques de la figure 39. Celles-ci représentent les distributions des vitesses dans un jet supersonique, pour des nombres de Mach compris entre zéro et l'infini. Les valeurs élevées de M_E résultent beaucoup moins d'une augmentation de la vitesse hydrodynamique U_E que d'une diminution de la célérité du son, qui est due à l'abaissement de température au cours de la détente. On sait d'ailleurs que la vitesse limite est sensiblement atteinte en aval du col, à une distance ne dépassant pas quelques diamètres D_{eff}^* . On peut la calculer à partir de l'équation (2) qui traduit le principe de la conservation de l'énergie et s'écrit en prenant les grandeurs spécifiques :

$$h_o = h + \frac{U^2}{2}$$

ou

$$\frac{U^2}{2} = \Delta h = \int_T^{T_o} c_p dT \quad (180)$$

Dans le cas où il n'y a pas d'effets de relaxation (chapitre 16), c_p est constant et l'énergie limite s'obtient en faisant $T = 0$

d'où

$$\frac{U_{\max}^2}{2} = c_p \cdot T_o$$

Comme :

$$c_p = \frac{\gamma}{\gamma-1} R = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{k}{m}$$

on a finalement :

$$\frac{1}{2} m U_{\max}^2 = \frac{\gamma}{\gamma-1} k T_o \quad (181)$$

Le facteur $\gamma/(\gamma-1)$ est égal à 5/2, 7/2, 8/2 et 9/2 pour $\gamma = 5/3, 7/5, 8/6$ et $9/7$ respectivement. Ainsi à 293°K, on ne peut avoir que 0,0632 eV pour $\gamma = 5/3$ et 0,0885 eV pour $\gamma = 7/5$. Avec une température génératrice $T_o = 2\,500^\circ\text{K}$, on aurait respectivement 0,54 eV et 0,755 eV. Un générateur de jets moléculaires supersoniques apparaît donc comme un très faible accélérateur de molécules. C'est vrai pour un gaz pur, mais on verra qu'il n'en est plus ainsi pour certains mélanges binaires.

II - DOMAINE DES MOYENNES ET HAUTES ENERGIES

En physique nucléaire, on obtient des particules de haute énergie en accélérant électriquement des ions. On sait que leur intérêt a augmenté dans le même sens que les unités employées (keV, MeV, GeV) et on espère avoir bientôt des accélérateurs donnant plusieurs centaines de GeV (U.S.A., CERN).

Avec de telles énergies, les charges des particules interviennent peu au cours des réactions nucléaires. Mais avec de faibles énergies, surtout au-dessous de 25 eV, les ions ont des comportements bien différents de ceux des molécules neutres. Il faut donc obtenir ces dernières si l'on veut les étudier ou connaître leur propre interaction avec la matière.

Il existe pour cela une technique où les ions produits sont successivement accélérés, focalisés et finalement neutralisés par transfert de charge, ce qui est réalisable sans perte de vitesse. Cette méthode proposée et développée par AMDUR et ses collaborateurs (1940, 1941...) donne de bons résultats pour des énergies de l'ordre de 1 keV. Elle a été utilisée et améliorée par DEVIENNE et al. (1961, 1963, 1966 a et b, 1969) qui ont obtenu récemment des jets moléculaires dans le domaine de 2 à 200 eV. Mais, comme les répulsions coulombiennes empêchent une focalisation convenable des ions de faible énergie, les faisceaux obtenus sont très peu intenses et ont des distributions de vitesses assez étalées. Ainsi, d'autres méthodes ont été recherchées, surtout pour atteindre des énergies de 0,5 à 25 eV.

III - DOMAINE DES ENERGIES INTERMEDIAIRES (0,5 - 25 eV)

Ce domaine énergétique très difficile à atteindre, a une grande importance dans l'étude des collisions élastiques et inélastiques. Les énergies intermédiaires correspondent en effet à celles intervenant dans de nombreux processus physico-chimiques tels que l'excitation, l'ionisation, la dissociation, les réactions

chimiques... On les retrouve aussi dans les interactions entre gaz et surfaces, dont l'étude présente un intérêt fondamental et une importance considérable dans les recherches aérospatiales. Comme les jets moléculaires permettent d'étudier aussi bien les particules qui le forment, que les cibles gazeuses ou solides sur lesquelles ils tombent, ils peuvent avoir de nombreuses applications en physique du solide, en physique moléculaire et en chimie tout particulièrement.

On peut voir dans les articles de ANDERSON et al. (1965a) et de FENN (1967) diverses méthodes pour produire des faisceaux moléculaires neutres d'énergie intermédiaire, à l'aide d'une accélération électrique, mécanique ou aérodynamique. En général, on obtient des intensités trop faibles que nous allons indiquer.

A - Accélération électrique

a) - Le "sputtering" consiste à extraire des atomes neutres d'une surface métallique, en la bombardant avec des ions de 4 à 10 keV. On peut produire ainsi 10^{16} at.ster⁻¹s⁻¹ dans un domaine de 0,5 à 50 eV. Ce procédé semble pouvoir s'appliquer à la plupart des métaux.

b) - HUSHFAR et al. (1967) ont extrait les ions d'un plasma à l'aide d'un champ magnétique et les ont neutralisés ensuite par transfert de charge. Ils ont obtenu par cette méthode originale 10^{13} à 10^{14} at.cm⁻²s⁻¹, avec des énergies de 1 à 2 eV.

c) - Dans le cas des molécules neutres polarisables (dipôles), une accélération peut être réalisée dans un champ électrique inhomogène. Ainsi FENN (1967) cite un projet de WHARTON (Département de Chimie, Université de Chicago) concernant un tel accélérateur de molécules. Il serait muni de 700 électrodes et permettrait d'obtenir pour LiF une énergie très monochromatique d'environ 2 eV.

B - Accélération mécanique

Un système rotatif permet d'arriver à 1 eV environ pour des molécules lourdes. Des énergies plus élevées sont accessibles à l'aide d'un canon qui accélère un réservoir (sabot) et libère le gaz après lui avoir communiqué une certaine vitesse. En dépit de son apparence bizarre, cette méthode peut donner simultanément des intensités et des énergies élevées, mais d'une façon discontinue.

C - Accélération aérodynamique

Plusieurs solutions ont été trouvées pour avoir des énergies intermédiaires dans un jet moléculaire supersonique. Dans le cas des gaz purs, toute amélioration ne peut résulter que d'une augmentation d'enthalpie dans l'état générateur. Au contraire, dans le cas des mélanges, il est possible d'ajouter au gain obtenu en élevant la température génératrice, un autre gain réalisable en accélérant des molécules lourdes par un gaz léger.

1° - Solutions avec générateur de haute enthalpie

De très hautes températures génératrices sont accessibles à l'aide de deux principales techniques : le tube à choc et l'arc électrique.

La technique utilisant le tube à choc a été développée par SKINNER et ses collaborateurs (1961, 1965, 1966) et par JONES (1967). Elle a permis d'obtenir 3,5 eV pour l'argon et l'azote, avec une intensité élevée de 10^{21} mol.ster⁻¹s⁻¹.

Mais de tels jets moléculaires ne sont accessibles que pendant un temps relativement court (2 ms environ).

Le chauffage par arc électrique a été employé par KNUTH et ses collaborateurs (1963, 1967) et par KESSLER et KOGLIN (1966). Ainsi, ces auteurs ont produit des jets moléculaires d'argon de 10^{19} at.ster⁻¹s⁻¹, avec une énergie de 3 eV.

Ces deux techniques présentent un intérêt certain. Mais il faudrait atteindre environ 33 000°K et 46 000°K pour avoir une énergie de 10 eV avec des gaz purs de $\gamma = 7/5$ et $5/3$, respectivement. En plus des difficultés que cela représenterait, on doit signaler que les molécules ne pourraient subir de tels traitements sans s'ioniser et se dissocier. On peut cependant prendre des températures moins élevées en combinant ces méthodes de chauffage à la méthode des jets dopés qui est présentée ci-dessous. Avec celle-ci, un simple chauffage des parois de la tuyère permet d'obtenir des énergies dépassant 10 eV.

2° - Méthode des jets dopés

Cette méthode consiste à former un jet moléculaire supersonique à partir d'un mélange binaire préparé en diluant un gaz relativement lourd (Ar, Xe, N₂, CO₂...) dans un gaz léger (H₂ ou He). En fin de détente, toutes les molécules suivent le même mouvement d'ensemble. Ainsi, avec une dilution suffisante ($f_{\text{lourd}} \leq 0,01$), un gain d'énergie voisin du rapport des masses des molécules, peut être obtenu pour les molécules lourdes. De plus, le gaz léger est largement éliminé après avoir accompli son rôle d'accélérateur. Les molécules lourdes sont donc simultanément accélérées et concentrées. C'est à cause de ce double intérêt que cette méthode a été choisie et étudiée dans notre laboratoire.

Le chapitre 17 se rapporte aux effets de séparation intervenant dans ces jets de mélanges binaires et aux intensités des jets moléculaires produits à partir de jets dopés. Enfin, le dernier chapitre est consacré aux énergies accessibles par cette méthode, aux moyens de les déterminer et aux résultats donnés par nos expériences.

Chapitre 17

EFFETS DE SEPARATION ET INTENSITES DES JETS MOLECULAIRES OBTENUS AVEC DES JETS DOPES

I - INTRODUCTION

On a déjà discuté au chapitre 7 les divers effets de séparation des molécules, intervenant dans un jet libre de mélange binaire. Rappelons qu'il se produit simultanément :

- d'une part, une séparation positive induite par le jet, qui donne sur l'axe un enrichissement en molécules lourdes (ZIGAN, 1962 ; MIKAMI et TAKASHIMA, 1964, 1968 ; SHERMAN, 1965 ; ROTHE, 1966),

- d'autre part, une séparation négative induite par invasion du jet libre, qui enrichit ce dernier en molécules légères (CAMPARGUE, 1967 a, 1969 c, 1970).

Il y a donc deux phénomènes antagonistes, le premier dominant à faible distance de la tuyère et le deuxième à une distance un peu plus grande.

Nous allons présenter des résultats expérimentaux obtenus par simple et double extraction de jets de mélanges binaires. Ils concernent les enrichissements observés et les intensités des jets moléculaires produits à partir des jets dopés.

II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous avons utilisé notre premier générateur de jets moléculaires supersoniques (voir figures 43 et 44). La figure 85 représente schématiquement cet appareil fonctionnant à l'aide de trois groupes de pompage indépendants D_1-R_1 , D_2-R_2 et D_3-R_3 . Les débits des pompes, ainsi que les ordres de grandeur des pressions régnant dans chaque compartiment y sont indiqués. Un dispositif de prélèvement du gaz (ou du mélange gazeux), à la sortie des pompes à diffusion D_2 ou D_3 , comprend un système de vannes appropriées, une pompe à diffusion de mercure D_4 et une TOPLER. Les échantillons ainsi prélevés et comprimés peuvent soit être recueillis dans une jauge de Mac LEOD permettant de faire des mesures précises de pressions et par suite de débits, soit être éventuellement analysés à l'aide d'un spectromètre de masse METROPOLITAN VICKERS du type M.S.2.

Les enrichissements sont traduits par l'intermédiaire du facteur de séparation S_{20} ou S_{30} défini comme le rapport des fractions molaires considérées dans le mélange initial (indice 0) et l'échantillon prélevé (indice 2 ou 3 suivant qu'il s'agit d'un prélèvement à la sortie de la deuxième ou de la troisième chambre) :

$$S_{20} = \frac{f_2(1-f_0)}{(1-f_2)f_0} \qquad S_{30} = \frac{f_3(1-f_0)}{(1-f_3)f_0} \qquad (182)$$

f étant la fraction molaire de l'élément lourd. Ainsi, la séparation est positive ou négative, suivant que le facteur de séparation est supérieur ou inférieur à 1.

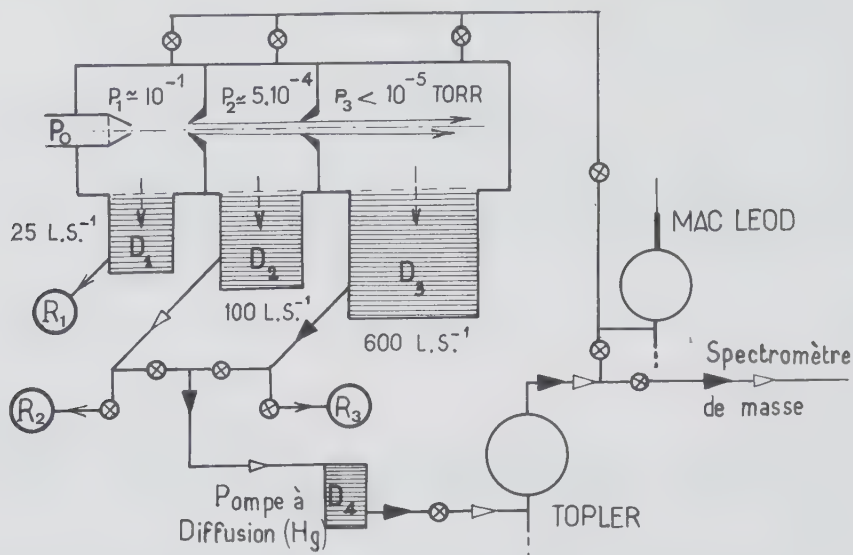


Figure 85 - Schéma du générateur de jets moléculaires supersoniques et des dispositifs de prélèvement et d'analyse des mélanges gazeux.

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

A - Mélanges He-Ar à 5 % d'argon ($f_0 = 0,05$)

A l'aide d'un détecteur à ionisation environ dix fois plus sensible à l'argon qu'à l'hélium, les conditions optimales, considérées uniquement pour l'argon, peuvent être déterminées. Ainsi, avec un montage comprenant une tuyère convergente (écorceur renversé, figure 2 b'), un écorceur et un collimateur de diamètres respectifs $D^* = 0,47$, $D_E = 0,42$ et $D_C = 0,74$ mm, les coordonnées trouvées pour le maximum maximorum sont $(P_0)_{opt} = 18$ torr et $(x_E)_{opt} = 2$ mm.

La figure 86 représente les variations de S_{20} et S_{30} , déterminées en fonction de x_E en prenant $P_0 = 18$ torr et en maintenant constants tous les autres paramètres. La séparation, le plus souvent positive, devient cependant négative aux grandes distances x_E . La valeur indiquée $S_{Kn} = 3,16$ représente la racine carrée du rapport des masses, valeur utile dans les processus de diffusion.

Les valeurs de S_{20} sont en accord satisfaisant, jusqu'au voisinage du maximum, avec la théorie hydrodynamique de la séparation diffusive proposée par SHERMAN (1965), donnant une solution numérique pour les molécules diatomiques. Cette comparaison nous a été facilitée par les travaux de ROTHE (1966), qui fournissent la solution correspondante pour les gaz monoatomiques et la composition statique expérimentale obtenue optiquement pour ce même mélange gazeux He-Ar.

Ainsi, on trouve pour S_{20} des valeurs légèrement inférieures à celles données théoriquement par l'effet séparatif induit par le jet seul. Cela n'est vrai qu'aux faibles distances x_E où la séparation induite par invasion demeure négligeable (chapitre 7). D'après ces résultats, on voit aussi que l'extraction du jet supersonique peut être réalisée dans des conditions assez bonnes. En effet, on

retrouve sensiblement dans la deuxième chambre, la composition statique qui existerait dans un jet libre non perturbé à l'orifice de l'écorceur.

La figure 86 montre que lorsque x_E augmente, S_{20} s'écarte des valeurs théoriques et diminue suffisamment pour que la séparation change de signe. Notre effet séparatif, induit par invasion, contribue certainement à cette décroissance du facteur S_{20} . Mais il faut lui ajouter la présence du disque de Mach, qui crée une autre interaction très compliquée.

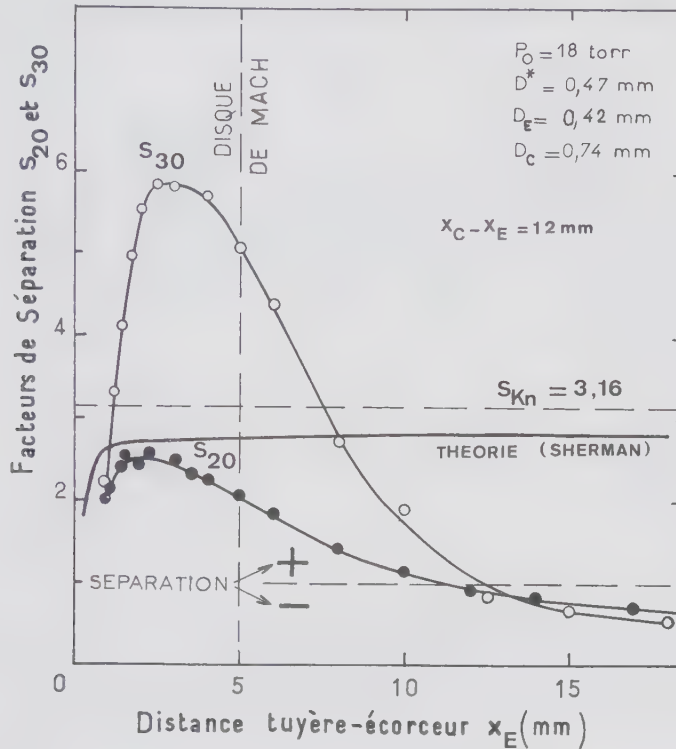


Figure 86 - Facteurs de séparation obtenus à partir d'un mélange hélium-argon à 5 % d'argon.

Il est assez surprenant d'observer que S_{30} reste longtemps très supérieur à S_{20} . Cette variation du facteur de séparation, pour le jet qui traverse la deuxième chambre, peut cependant s'expliquer en admettant que le régime moléculaire n'est pas complètement atteint à l'orifice de l'écorceur. Ainsi, dans le tube de courant extrait par ce diaphragme, les collisions persistantes ont tendance à dissiper les molécules légères, tout en ayant peu d'influence sur les molécules lourdes. La figure 87 donne les résultats d'une étude directe de ce phénomène, réalisée en faisant varier la distance $x_C - x_E$ parcourue par le jet dans la chambre intermédiaire. Il faut remarquer que S_{30} correspondant à $x_C - x_E = 0$ est donné par S_{20} déterminé précédemment pour la même valeur de $x_E = 2,5$ mm. De plus, la géométrie de l'appareil n'a pas permis d'obtenir des distances $x_C - x_E$ inférieures à 6,5 mm. La partie croissante de la courbe donne les conditions où l'autodiffusion (en anglais "self-scattering") est prédominante. Celle-ci semble disparaître vers le maximum pour laisser intervenir dans la partie décroissante, la diffusion des molécules

du jet produite par les molécules du gaz résiduel de la deuxième chambre, à laquelle l'argon est plus sensible que l'hélium.

Dans les meilleures conditions, il a été possible, avec $f_0 = 0,05$ et en admettant que toutes les molécules soient contenues dans l'angle solide géométrique, d'obtenir un jet moléculaire de $1,42 \cdot 10^{18} \text{ mol.ster}^{-1} \text{s}^{-1}$ d'argon, ce qui représente environ 23 % du flux total passant à travers le collimateur.

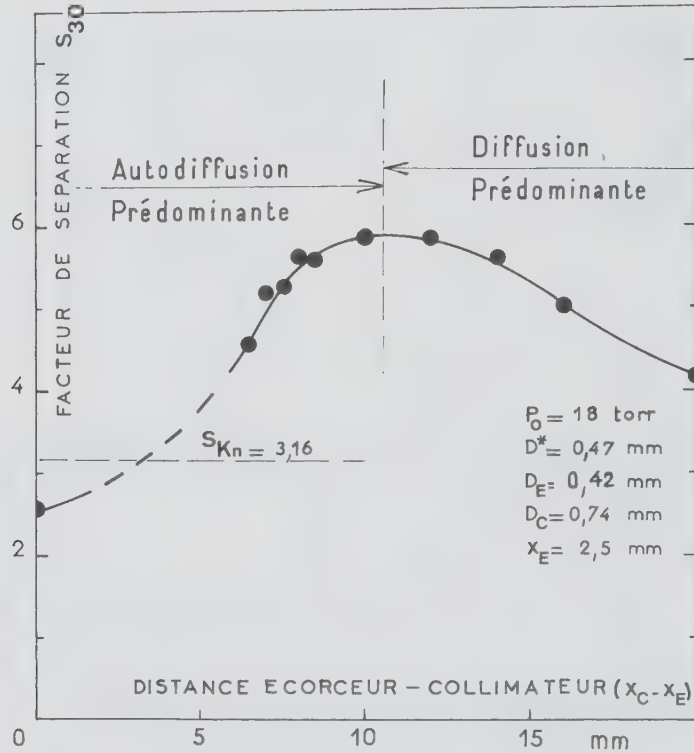


Figure 87 - Influence, sur le facteur de séparation S_{30} , de la distance parcourue dans la chambre intermédiaire, par un jet de mélange binaire (He-Ar)

B - Mélanges H_2 - CO_2

Les intensités de jets moléculaires de CO_2 , produits soit à partir de CO_2 pur, soit à partir de mélanges binaires H_2 - CO_2 , ont été mesurées par condensation à l'aide du dispositif de la figure 88. Les prélèvements ont été faits axialement à 870 mm de la tuyère et pour un angle solide de 10^{-4} steradian. Une quatrième chambre permet d'introduire un deuxième collimateur pour éviter un courant additionnel provenant du gaz résiduel de la troisième. Enfin, toutes les mesures ont été effectuées dans les conditions optimales : $(P_0)_{opt} = 26 \text{ torr}$ pour les mélanges et $(P_0)_{opt} = 62 \text{ torr}$ pour CO_2 pur.

La figure 89 représente, en fonction de la concentration en CO_2 , les intensités déterminées pour ces jets moléculaires de CO_2 , ainsi que le gain par rapport à des jets d'effusion classiques, obtenus avec une même géométrie. On voit que le mélange à 5 % de CO_2 permet de gagner un facteur 3 par rapport à un jet supersonique de CO_2 pur et un facteur de l'ordre de 300 par rapport à un jet classique.

Ainsi, le gain d'énergie produit par accélération aérodynamique, peut s'accompagner d'un gain d'intensité. Pour toute concentration de CO_2 dépassant environ 1 %, on trouve des flux de CO_2 supérieurs à ceux donnés par ce gaz pris à l'état pur. Ces résultats sont au moins qualitativement en accord avec les courbes expérimentale et théorique publiées par VALLEAU et DECKERS (1965, figure 5), pour le mélange binaire $\text{H}_2\text{-N}_2$. Ils apparaissent ainsi comme une nouvelle preuve de l'autodiffusion se produisant dans le jet en aval de l'écorceur, analysée théoriquement par ces auteurs et très discutée par la suite.

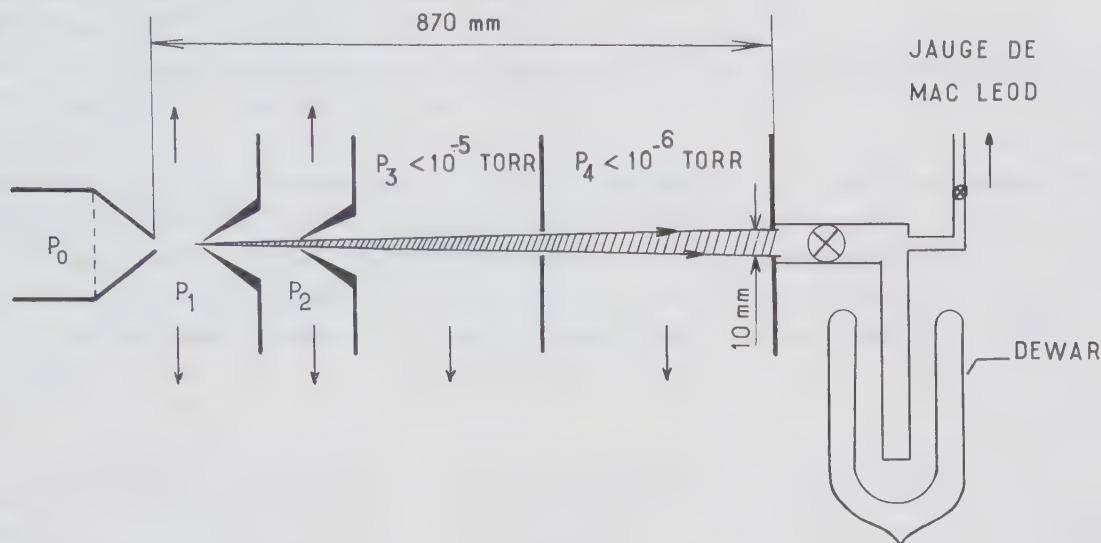


Figure 88 - Dispositif de mesure, par condensation, des intensités absolues de jets moléculaires de CO_2 , prélevés axialement dans un angle solide de 10^{-4} stéradian.

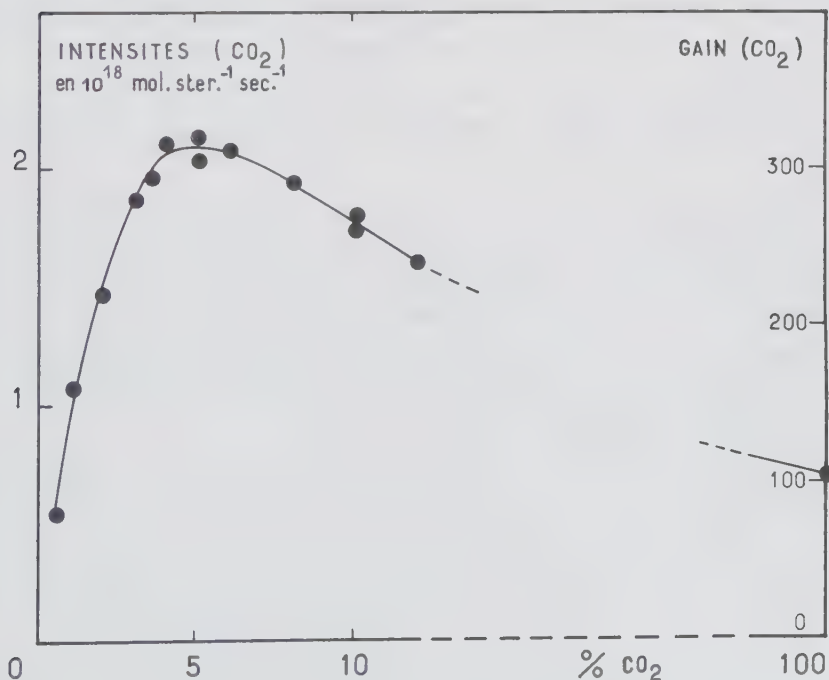


Figure 89 - Obtention de jets moléculaires dopés avec des mélanges binaires $\text{H}_2\text{-CO}_2$.

On trouve environ 50 % de CO_2 dans un jet moléculaire formé à partir d'un mélange $\text{H}_2\text{-CO}_2$ n'en contenant initialement que 5 %. Les intensités maximales mesurées pour CO_2 avec le dispositif de la figure 88, sont voisines de $2.10^{18} \text{ mol. ster}^{-1}\text{s}^{-1}$, tandis que le système de prélèvements de la figure 85 donne $3,7.10^{18} \text{ mol. ster}^{-1}\text{s}^{-1}$. Dans la méthode par condensation, on n'obtient qu'une valeur minimale car on a négligé la diffusion par le gaz résiduel des chambres 3 et 4; ainsi que le retour possible vers la chambre 4 de molécules de CO_2 non condensées. Dans la méthode par prélèvement total, on a supposé que toutes les molécules lourdes franchissant le collimateur, étaient contenues dans l'angle solide géométrique. Ainsi peuvent s'expliquer les différences entre les deux résultats. Mais l'effusion moléculaire du gaz résiduel de la deuxième chambre, ne semble pas intervenir beaucoup puisqu'elle produirait des effets de séparation en sens inverse de ceux qui ont été observés.

L'amélioration du flux de molécules lourdes, obtenue en passant du mélange He-Ar au mélange $\text{H}_2\text{-CO}_2$, peut s'expliquer par une augmentation du rapport des masses et peut-être la participation partielle des rotations de H_2 (chapitre 16). De plus, il n'est pas démontré qu'un début de condensation, plus favorable à CO_2 qu'à l'argon, ne puisse se produire dans ces jets moléculaires supersoniques dopés.

IV - CONCLUSION

Dans la méthode des jets dopés, on observe des effets de séparation très importants. La concentration des molécules lourdes passe par exemple de 5 % dans le réservoir à 23 % et 50 % dans le jet moléculaire, pour les mélanges He-Ar et $\text{H}_2\text{-CO}_2$, respectivement. De tels enrichissements permettent d'avoir des intensités très élevées pour ces mêmes molécules lourdes, malgré leur dilution initiale dans un gaz léger. Les valeurs mesurées pour les flux d'argon ou de CO_2 , sont en effet supérieures à $10^{18} \text{ mol. ster}^{-1}\text{s}^{-1}$ et elles dépassent celles obtenues en l'absence de gaz vecteur léger. Ce résultat est intéressant puisque les intensités publiées par d'autres auteurs (ABUAF et al., 1967b), demeurent comprises entre 10^{16} et $10^{17} \text{ mol. ster}^{-1}\text{s}^{-1}$. Par contre, nos résultats sont assez voisins de ceux trouvés par KLINGELHOFER et LHOSE (1964), mais à partir de pressions P_0 cent fois plus élevées que les nôtres.

Toutes les expériences reportées dans ce chapitre ont été faites à l'aide d'une tuyère conique (écorceur renversé) dont le diamètre $D^* = 0,47 \text{ mm}$ a été choisi suffisamment grand, d'une part pour éviter la condensation dans le cas de CO_2 et d'autre part pour avoir un orifice bien défini permettant d'utiliser certaines données théoriques. On peut espérer augmenter les intensités du jet moléculaire en réduisant D^* ou en employant des capillaires très fins, comme on l'a déjà montré dans le cas des gaz purs (chapitre 11).

Enfin, nous espérons améliorer les résultats à l'aide d'un troisième appareil fonctionnant avec une vitesse de pompage de 300 à 500 l/s à 10^{-1} torr, dans la première chambre. Ce serait encore une conséquence de notre relation (125). Celle-ci a déjà conduit à des gains d'intensité dans le cas des gaz purs (voir CAMPARGUE et BRETON, 1971).

Notre étude concernant les jets de mélanges binaires semble aussi mettre en évidence le phénomène d'autodiffusion dans le jet en aval de l'écorceur ($S_{30} > S_{20}$).

Il se manifeste dans les conditions optimales de formation du jet moléculaire. Mais il est évident que cet effet perturbateur s'accroît lorsque la distance x_E diminue et qu'il peut encore exister pour un gaz pur. Ainsi se justifie l'existence d'un libre parcours moyen optimal au niveau du diaphragme, et peut s'expliquer, au moins partiellement, la partie croissante (en sens inverse des variations théoriques) des courbes $I = f(x_E/D^*)_{p_0}$. On sait cependant que d'autres perturbations peuvent intervenir simultanément, comme on l'a vu à la fin du chapitre 14. Il s'agit d'une interaction compliquée entre le jet libre et l'écorceur, que l'on ne peut éviter complètement. Malgré cela, le jet ne semble pas être trop perturbé par l'extraction puisque celle-ci est réalisée :

- d'une part, avec un débit très voisin du débit calculé en appliquant la théorie de ASHKENAS et SHERMAN (1966),

- d'autre part, sans modification importante de la composition statique des mélanges binaires subissant, au cours de la détente libre, la séparation diffusive étudiée en particulier par SHERMAN (1965) et ROTHE (1966).

Ainsi, notre méthode permet d'obtenir des jets moléculaires d'intensités élevées, non seulement pour un gaz pur, mais aussi pour les molécules lourdes d'un mélange binaire. Il nous reste à montrer les distributions des vitesses et les énergies qu'il est possible d'atteindre dans ces faisceaux de molécules.

Chapitre 18

ENERGIES ET DISTRIBUTIONS DES VITESSES DANS LES JETS MOLECULAIRES

I - CONSIDERATIONS THEORIQUES SUR LES ENERGIES

A - Rappel concernant un gaz pur

L'énergie cinétique, par unité de masse, peut s'exprimer en prenant dans (180) la limite d'intégration $T = 0$, sensiblement atteinte pour $M \gtrsim 5$:

$$\frac{U^2}{2} = \int_0^{T_0} c_p dT \quad (183)$$

Il est souvent plus commode de considérer l'énergie d'une molécule à partir de la chaleur spécifique élémentaire :

$$c_p' = m c_p = \frac{\gamma k}{\gamma - 1} \quad (184)$$

On obtient alors :

$$\frac{1}{2} m U^2 = \int_0^{T_0} c_p' dT \quad (185)$$

En l'absence d'effets de relaxation (chapitre 16), on a donc l'énergie limite pour une molécule :

$$c_p' \cdot T_0 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot k T_0$$

dont on a donné quelques valeurs au début de la cinquième partie.

B - Energies dans un jet dopé

Considérons un jet supersonique de mélange binaire préparé en diluant un gaz lourd (masse m_L , chaleur spécifique c_{pL}') dans un gaz léger (m_1 , c_{p1}'). Si f_0 est la fraction molaire de molécules lourdes, on a les valeurs moyennes :

$$\bar{m} = f_0 m_L + (1-f_0) m_1 \quad (186)$$

$$\bar{c}_p' = f_0 c_{pL}' + (1-f_0) c_{p1}' \quad (187)$$

Pour que ces grandeurs restent constantes en tous points du jet libre, il faudrait :

- d'une part que les effets de séparation étudiés aux chapitres 7 et 17, n'interviennent pas (pour $\bar{m}$ et $\bar{c}_p'$),
- d'autre part que les effets de relaxation étudiés au chapitre 16, soient absents (pour $\bar{c}_p'$).

Dans ces conditions, on pourrait écrire (185) pour les valeurs moyennes, en

admettant qu'en fin de détente les deux sortes de molécules aient atteint la même vitesse hydrodynamique U_E :

$$\frac{1}{2} \bar{m} U_E^2 = \int_0^{T_0} \bar{c}_p^* dT = \bar{c}_p^* \cdot T_0 \quad (188)$$

En multipliant chaque membre par $m_L/\bar{m}$, on obtient l'énergie cinétique des molécules lourdes :

$$\frac{1}{2} m_L U_E^2 = \frac{m_L}{\bar{m}} \int_0^{T_0} \bar{c}_p^* dT = \frac{m_L}{\bar{m}} \cdot \bar{c}_p^* \cdot T_0 \quad (189)$$

Dans le cas où les deux gaz sont de γ différents, on peut remplacer $\bar{c}_p^*$ par la chaleur spécifique c_{p1}' du gaz léger, lorsque la concentration du gaz lourd est faible ($f_0 \leq 0,01$). Par contre, il faut avoir une dilution plus grande pour que $m_L/\bar{m}$ puisse être confondu avec m_L/m_1 ; en effet, avec 1 % d'argon ou de xénon dans l'hélium, on a respectivement $m_L/\bar{m} = 9,17$ ou 25, alors que $m_L/m_1 = 10$ ou 33. On voit cependant qu'un gain important est donné par cette accélération aérodynamique. Celle-ci permet d'obtenir à température ambiante, des énergies de 0,5 à 3,4 eV, que l'on peut augmenter facilement en chauffant le réservoir.

II - RESULTATS OBTENUS DANS D'AUTRES LABORATOIRES

Dans le cas d'un gaz pur, les énergies intermédiaires ne peuvent être produites qu'à partir d'une très haute température génératrice. Nous avons indiqué, au début de la cinquième partie, les solutions faisant appel au tube à choc et à l'arc électrique, qui permettent de dépasser 3 eV.

La méthode des jets dopés s'est développée à la suite des travaux de BECKER et HENKES (1956 a) et de KLINGELHOFER et LHOSE (1964). Elle a permis de combler le domaine d'énergie de 1 à 10 eV, avec une température génératrice ne dépassant pas 2 100°K (ABUAF et al., 1967 a et b). Ces derniers auteurs (voir aussi FENN, 1967) ont pu retrouver expérimentalement les prévisions théoriques données par la relation (189). Ils avaient choisi l'hélium comme gaz vecteur, l'hydrogène pouvant faire intervenir certains effets de relaxation rotationnelle (chapitre 16). Cependant, ils ont observé des écarts par rapport à la théorie, dans les énergies de molécules très lourdes comme le xénon. En analysant les distributions des vitesses, ils ont en effet mis en évidence un phénomène de glissement empêchant les molécules lourdes de suivre le mouvement rapide des molécules légères. Cette différence de vitesse diminue et peut même disparaître lorsqu'on augmente suffisamment le nombre de REYNOLDS Re^* au col de la tuyère. ANDERSON (1967) a étudié ce glissement en lui appliquant la théorie de la séparation par barodiffusion, proposée par SHERMAN (1965). Il a pu ainsi représenter d'une façon convenable, les énergies moyennes mesurées lorsque l'effet de glissement se produit. Ce dernier apparaît bien en même temps et semble aussi être de même nature que la séparation positive induite par le jet.

D'après les courbes de distribution des vitesses, ANDERSON (1967) a trouvé dans les jets moléculaires de mélanges binaires, des températures beaucoup plus élevées pour les molécules lourdes que pour les molécules légères. Ces écarts inexpliqués existent même en l'absence de glissement et s'accroissent lorsque la

pression génératrice augmente. La température du gaz léger décroît alors normalement tandis que celle du gaz lourd varie en sens inverse, jusqu'à atteindre et même dépasser la température génératrice.

Il existe une complication supplémentaire lorsque l'hydrogène est utilisé comme gaz vecteur. Sa température caractéristique de rotation est en effet relativement élevée ($\theta_r = 87,5^\circ\text{K}$) et même lorsque ses degrés de liberté de rotation sont excités, des effets de relaxation les empêchent d'être actifs ou complètement actifs, au cours de la détente du gaz. Ainsi, comme on l'a vu au chapitre 16, la valeur effective de γ au col de la tuyère est beaucoup plus voisine de 5/3 que de 7/5. FENN (1967) a interprété d'une façon satisfaisante des résultats concernant l'accélération de molécules lourdes par l'hydrogène, en admettant que le "point de gelage" des rotations de ce dernier gaz, se produise à l'orifice sonique.

Pour terminer ce paragraphe, nous devons enfin signaler que YOUNG et KNUTH (1969) ont atteint une énergie cinétique de 21 eV en accélérant aérodynamiquement des mélanges binaires d'hélium et d'argon, chauffés par arc.

III - RESULTATS OBTENUS A SACLAY A L'AIDE DE DEUX ANALYSEURS DE DISTRIBUTION DES VITESSES

A - Dispositif de temps de vol et résultats concernant le deuxième générateur

Un dispositif de temps de vol de molécules dans un état excité de longue durée de vie (état métastable), a été monté par NENNER sur le deuxième générateur (figures 46 à 48). Cet analyseur de distributions des vitesses, qui est voisin de celui de FRENCH et LOCKE (1967), a été décrit dans une note (NENNER et al., 1969) de la façon suivante :

" Un canon à électrons fournit une lame d'électrons de 1 mm d'épaisseur, coupant le jet à angle droit (figure 90). Une grille permet la commande du courant électronique et par suite la création de bouffées de particules excitées. La détection des espèces excitées formées, se fait par éjection d'électrons sur le convertisseur d'un multiplicateur d'électrons, situé à une distance l_v de la lame d'électrons : les molécules non excitées du jet n'ont qu'une énergie inférieure au travail de sortie du métal constituant le convertisseur du multiplicateur, ce qui exclue leur détection. Les impulsions sortant du multiplicateur sont amplifiées et comptées dans un système à canaux multiples, qui permet une accumulation des signaux sur un grand nombre de bouffées, et par suite une amélioration du rapport signal sur bruit ".

Ce système a permis en particulier d'analyser les distributions des vitesses sur des jets moléculaires produits à partir de mélanges binaires (H_2 -Ar). NENNER a vérifié qu'un jet d'hydrogène pur ne donnait aucun signal. Les molécules excitées dans l'état métastable $\text{C}^3\pi_u$ subissent en effet une déviation d'au moins 2° , qui est suffisante pour les écarter du chemin conduisant au multiplicateur d'électrons. De plus, avec une impulsion de 2 μs et une longueur de vol $l_v = 300$ mm, la durée d'excitation est assez faible devant le temps de vol, pour que les courbes de distribution des vitesses soient assez peu déformées.

La figure 91 représente des résultats obtenus par NENNER, d'abord pour l'argon pur et ensuite pour l'argon accéléré aérodynamiquement par l'hydrogène à température ambiante.

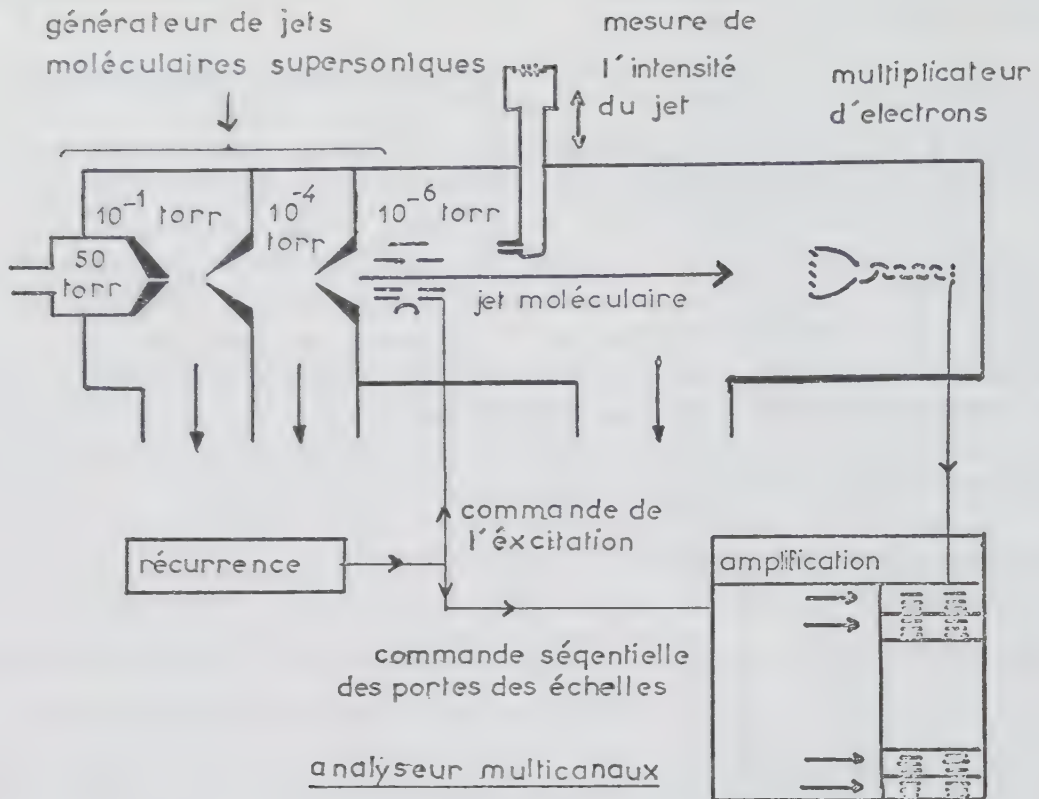


Figure 90 - Dispositif expérimental utilisé par NENNER (1969)

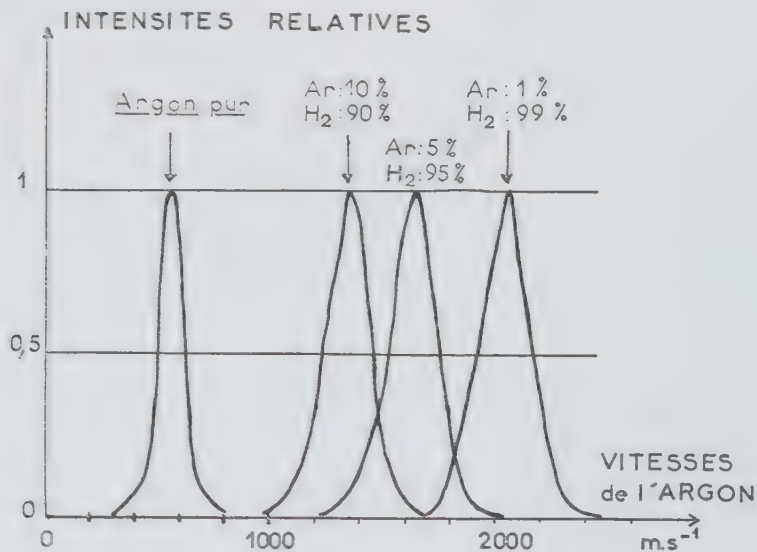


Figure 91 - Accélération aérodynamique de l'argon par l'hydrogène, à température ambiante (NENNER et al., 1969)

Les énergies correspondant au maximum de ces courbes ont été comparées à celles que l'on peut calculer à partir des formules (185) et (189). Pour l'hydrogène, on prend toujours $\gamma = 5/3$ en raison des effets de relaxation déjà étudiés (chapitre 16). Les résultats sont donnés dans le tableau XIX ci-après :

Tableau XIX

Mélange en % d'argon	100	10	5	1
Vitesse expérimentale (m.s^{-1})	560	1365	1660	2090
Vitesse théorique (m.s^{-1})	560	1470	1790	2290
$\frac{\text{Vitesse expérimentale}}{\text{Vitesse théorique}}$	1	0,93	0,93	0,92
Energie expérimentale (eV)	0,065	0,38	0,57	0,9

Ainsi, après avoir confirmé que nos petits générateurs peuvent donner des jets moléculaires de haute intensité, les expériences de NENNER montrent aussi qu'ils sont capables de produire des énergies voisines des prévisions théoriques.

B - Dispositif de temps de vol et résultats concernant le troisième générateur

Quelques caractéristiques de cet appareil (2ème version commerciale) ont été données à la fin du chapitre 15. Il est actuellement équipé d'un dispositif de temps de vol comprenant un hacheur mécanique, un détecteur sensible à la densité des molécules et un montage électronique approprié qui a été étudié par LEMOINE. Ce système a été réalisé en collaboration avec BRETON.

1° - Principe de la méthode de temps de vol ¹⁾

Au moyen d'un disque tournant percé d'étroites fentes (souvent diamétralement opposées), on "hache" mécaniquement le jet en ne laissant passer que des bouffées de molécules. Ces dernières sont détectées par un système à ionisation sensible à la densité, dont la distance au disque est connue, et dont on enregistre le signal sur un oscilloscope. Le balayage horizontal de celui-ci est déclenché au moment où une fente passe dans l'axe du jet, à l'aide d'un système comprenant une lampe et une cellule photo-électrique (figure 92). La courbe obtenue détermine la fonction de distribution des vitesses, et en particulier permet de calculer la vitesse la plus probable et le nombre de Mach.

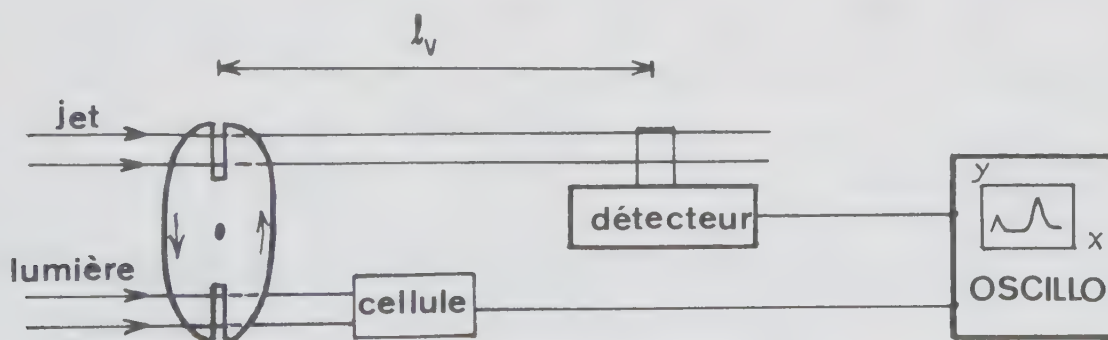


Figure 92

¹⁾ Les paragraphes 1, 2 et 3 ci-après ont été rédigés par J.P. BRETON

2° - Relations théoriques concernant le dispositif de temps de vol

a) - Distributions des vitesses

Dans le cas d'un gaz pur, la distribution des vitesses à l'orifice de l'écorceur est donnée par (79) :

$$dn_{E,d\vec{c}} = n_E \left(\frac{m}{2\pi kT_E} \right)^{3/2} e^{-[(u-U_E)^2 + v^2 + w^2]/\hat{c}_E^2} \cdot d\vec{c}$$

u étant comme précédemment la composante longitudinale de la vitesse (suivant $\vec{U}_E$), v et w les composantes transversales et enfin $\hat{c}_E$ la vitesse la plus probable dans un système mobile à la vitesse $\vec{U}_E$:

$$\hat{c}_E = \left(\frac{2kT_E}{m} \right)^{1/2}. \quad (190)$$

Calculons le flux sur l'axe à travers un élément de surface $dA = dydz$ situé à une distance l de l'écorceur. Le nombre de molécules de vitesse $(u, u + du)$ qui traversent l'élément dA par unité de temps, est :

$$n_E^{AE} \left(\frac{m}{2\pi kT_E} \right)^{3/2} u e^{-(u-U_E)^2/\hat{c}_E^2} du \int_{-\frac{u}{2} \frac{dy}{l}}^{\frac{u}{2} \frac{dy}{l}} e^{-v^2/\hat{c}_E^2} dv \int_{-\frac{u}{2} \frac{dz}{l}}^{\frac{u}{2} \frac{dz}{l}} e^{-w^2/\hat{c}_E^2} dw$$

$$\approx n_E^{AE} \left(\frac{m}{2\pi kT_E} \right)^{3/2} u e^{-(u-U_E)^2/\hat{c}_E^2} \frac{u^2}{l^2} dy dz du$$

car $\left(\frac{u}{2} \frac{dy}{l} \right)^2 / \hat{c}_E^2 \ll 1$ à cause de dy .

Le flux différentiel sur l'axe est donc (par unité d'aire) :

$$dI = \frac{n_E^{AE}}{l^2} \left(\frac{m}{2\pi kT_E} \right)^{3/2} u^3 e^{-(u-U_E)^2/\hat{c}_E^2} du. \quad (191)$$

Cela correspond à une densité différentielle :

$$dn = \frac{n_E^{AE}}{l^2} \left(\frac{m}{2\pi kT_E} \right)^{3/2} u^2 e^{-(u-U_E)^2/\hat{c}_E^2} du. \quad (192)$$

En intégrant (191) et (192) sur les valeurs positives de u , on obtient le flux et la densité du jet sur l'axe :

$$I \approx \frac{n_E^{AE} U_E}{\pi l^2} (\hat{S}_E^2 + \frac{3}{2}) \quad (193)$$

$$n \approx \frac{n_E^{AE}}{\pi l^2} (\hat{S}_E^2 + \frac{1}{2}) \quad (194)$$

où l'on a utilisé la vitesse réduite $\hat{S}_E$ définie par :

$$\hat{S}_E = U_E / \hat{c}_E.$$

Pour un jet moléculaire supersonique :

$$\hat{S}_E \gg 1. \quad (195)$$

Les formules (191) et (192) sont valables pour des écorceurs de diamètre pas trop grand. Pour des écorceurs de grand diamètre il faut tenir compte de la divergence des lignes de courant (HAGENA et MORTON, 1967). On trouve alors qu'il faut multiplier (191) par $U_E/4u$, ce qui donne une dépendance en :

$$u^2 \cdot e^{-(u-U_E)^2 / \hat{c}_E^2} \quad \text{pour le flux}$$

$$\text{et en :} \quad u \cdot e^{-(u-U_E)^2 / \hat{c}_E^2} \quad \text{pour la densité.}$$

Supposons maintenant que l'on module le signal avec le dispositif de temps de vol. On ouvre la fente à l'instant $t = 0$, pendant un temps infiniment petit $d\tau$. Le nombre de molécules de vitesse $(u, u+du)$ qui traversent alors la fente et sont reçues ensuite par le détecteur pendant un temps dt , est donc :

$$d^2N = dI \, d\tau = \left(\frac{dI}{du} \right) du \, d\tau$$

$\frac{dI}{du}$ étant donné par (191).

En appelant l_v la distance de vol entre la fente et le détecteur, on a :

$$t = \frac{l_v}{u} \quad \text{d'où} \quad du = - \frac{l_v}{t^2} dt,$$

$$\text{et} \quad d^2N = \frac{n_E A_E}{1^2} \left(\frac{m}{2\pi k T_E} \right)^{3/2} u^3 \cdot e^{-(u-U_E)^2 / \hat{c}_E^2} \cdot \frac{l_v}{t^2} dt \, d\tau.$$

On en déduit l'intensité : $d\tilde{I}(t) = d^2N/dt$

et par suite la densité au détecteur : $d\tilde{n}(t) = d\tilde{I}(t)/u$

$$\begin{aligned} d\tilde{n}(t) &= \frac{n_E A_E}{1^2} \left(\frac{m}{2\pi k T_E} \right)^{3/2} u^3 \cdot e^{-(u-U_E)^2 / \hat{c}_E^2} \cdot \frac{l_v}{t^2} \frac{d\tau}{u} \\ d\tilde{n}(t) &= \frac{n}{\hat{S}_E^2 + \frac{1}{2}} \frac{l_v^3}{\sqrt{\pi} \hat{c}_E^3} \frac{e^{-\left(\frac{l_v}{t} - U_E\right)^2 / \hat{c}_E^2}}{t^4} d\tau. \end{aligned} \quad (196)$$

b) - Vitesse moyenne et vitesse la plus probable

La vitesse moyenne se déduit de (193) et (194)

$$\bar{u} = \frac{I}{n} = U_E \frac{2 \hat{S}_E^2 + 3}{2 \hat{S}_E^2 + 1} \approx U_E \left(1 + \frac{1}{\hat{S}_E^2} \right).$$

La vitesse la plus probable $\hat{u}$ est donnée par le maximum de (192), c'est-à-dire par $d^2n/du^2 = 0$. On a, en résolvant l'équation obtenue :

$$\hat{u} \approx U_E \left(1 + \frac{1}{\hat{S}_E^2} \right)$$

donc une expression identique à celle de $\bar{u}$.

Le maximum de la courbe de temps de vol enregistrée est donné par la dérivée de (196) par rapport à t . On trouve que le temps t_v correspondant au maximum est donné par :

$$\frac{1}{t_v} = u_v = U_E \left(1 + \frac{2}{\hat{S}_E^2} \right).$$

Ainsi, cette vitesse est différente de la vitesse la plus probable. Cependant, comme $\hat{S}_E \gg 1$, on pourra confondre $\bar{u}$, $\hat{u}$, u_v et U_E .

c) - Nombre de Mach

Il se détermine aisément à partir de la largeur à mi-hauteur du signal enregistré (196). On calcule les deux temps qui correspondent à une intensité moitié de l'intensité maximale, en posant $t = t_v(1+\epsilon)$ et en développant l'équation obtenue selon ϵ . En négligeant $1/\hat{S}_E^2$ devant 1, on arrive à :

$$\hat{S}_E = 2 \sqrt{\text{Log} 2} \cdot \frac{t_v}{\Delta t} = 1,665 \frac{t_v}{\Delta t}, \quad (197)$$

et comme $\hat{S}_E = \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \cdot M_E$ on a finalement :

$$M_E = 2 \sqrt{\frac{2 \text{Log} 2}{\gamma}} \cdot \frac{t_v}{\Delta t} = \frac{2,355}{\sqrt{\gamma}} \frac{t_v}{\Delta t}. \quad (198)$$

Les principales valeurs numériques du coefficient de $t_v/\Delta t$ figurent dans le tableau suivant :

Tableau XX

γ	5/3	7/5	8/6	9/7
$2,355 \sqrt{\gamma}$	1,82	1,99	2,04	2,08

Remarque : $1/\hat{S}_E^2$ étant négligeable devant 1, ces relations sont valables quel que soit l'exposant de t figurant au dénominateur de (196). Par conséquent, elles s'appliquent aussi bien à des écorceurs de grand diamètre qu'à des écorceurs de petit diamètre.

3° - Corrections

Dans la pratique le temps d'ouverture de la fente n'est pas infiniment petit; il faut donc intégrer (196) sur τ avec une fonction de poids appropriée, ce qui perturbe le signal enregistré. Appelons alors ce dernier $\tilde{n}'(t)$ et désignons par $\tilde{t}$ le temps d'ouverture de la fente. Les molécules qui proviennent de la bouffée $(\tau, \tau+d\tau)$ mettent le temps $t-\tau$ pour atteindre le détecteur, leur densité est donc $\tilde{n}(t-\tau)$. En outre, le flux qui traverse la fente n'est pas constant car la surface de passage varie ; il faut donc introduire une fonction de poids :

$$G(\tau) = \frac{\text{aire de passage à l'instant } \tau}{\text{aire du collimateur}}. \quad (199)$$

Par exemple, pour une fente rectangulaire qui défile devant un collimateur rectan-

gulaire de mêmes dimensions (montage le plus utilisé), $G(\tau)$ est une fonction triangulaire, voir figure 93 ; dans ce cas l'oscillogramme a la forme donnée sur la figure 94.

La densité détectée est donc : $\tilde{n}'(t) = \int_0^{\tilde{t}} d\tilde{n}(t-\tau) \cdot G(\tau)$

$$\tilde{n}'(t) = \frac{n}{\hat{S}_E^2 + \frac{1}{2}} \frac{1_V^3}{\sqrt{\pi} \hat{c}_E^3} \int_0^{\tilde{t}} \frac{e^{-\left(\frac{1_V}{t-\tau} - U_E\right)^2 / \hat{c}_E^2}}{(t-\tau)^4} G(\tau) \cdot d\tau. \quad (200)$$

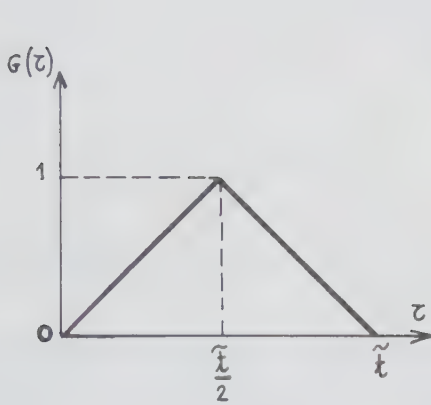


Figure 93

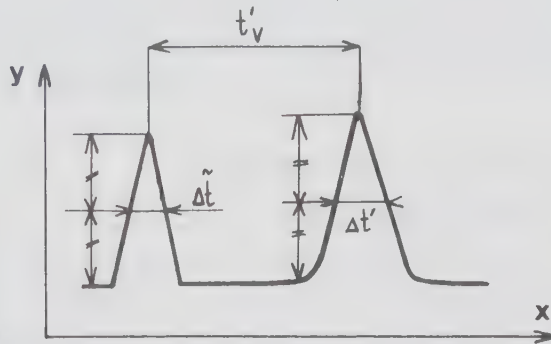


Figure 94

Le temps t'_V au maximum et la largeur $\Delta t'$ à mi-hauteur que l'on mesure sont donc modifiés. On est ainsi amené à calculer le temps t_V et la largeur Δt "réels" en fonction de t'_V et $\Delta t'$. On introduit alors la résolution $\mathcal{R}$ du système expérimental définie par :

$$\mathcal{R} = \frac{\Delta t'}{\tilde{\Delta t}} \quad (201)$$

où $\tilde{\Delta t}$ est la largeur à mi-hauteur de $G(\tau)$. Les perturbations $(t'_V - t_V)/t_V$ et $(\Delta t' - \Delta t)/\Delta t$ seront d'autant plus faibles que la résolution $\mathcal{R}$ sera grande.

a) - Si l'on compte t'_V à partir du maximum du signal photoélectrique, des calculs longs et sans intérêts, faits à partir de la relation (200), montrent que :

$$t'_V = t_V \left[1 + 0 \left[\left(\frac{\tilde{\Delta t}}{t_V} \right)^2 \right] \right] = t_V \left[1 + 0 \left[\left(\frac{1}{\mathcal{R} \hat{S}_E} \right)^2 \right] \right] \quad (202)$$

où 0 signifie de "l'ordre de".

Comme $\hat{S}_E \gg 1$ et $\mathcal{R} > 1$, l'erreur commise en confondant t'_V et t_V est négligeable.

b) - Pour évaluer la perturbation sur la largeur Δt , il faut procéder numériquement, ce qui a été fait par HAGENA et VARMA (1968) pour un signal $\tilde{n}(t)$ en $(\text{exponentielle})/t^3$ (écorceurs de grand diamètre). Les résultats sont présentés dans la figure 95 ; on voit qu'ici une correction s'impose.

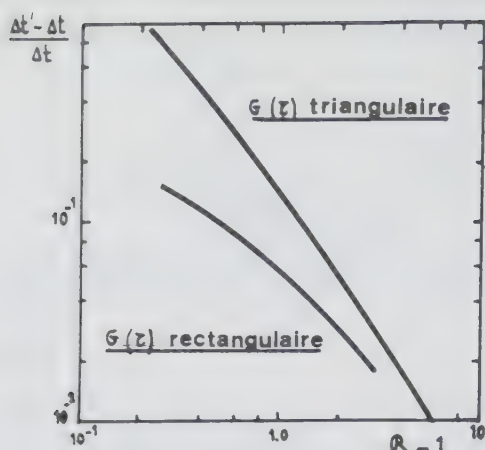


Figure 95

4° - Résultats expérimentaux

a) - Jets de gaz purs

A l'aide du dispositif de temps de vol monté sur le troisième générateur, nous avons déjà obtenu de nombreuses courbes relatives aux distributions des vitesses dans le faisceau moléculaire. Un exemple est donné par la figure 96 représentant pour un jet d'azote, une distribution telle qu'elle apparaît sur l'écran de l'oscilloscope. D'après (198), on en déduit $M_E \approx 17$. Ainsi, le nombre de Mach peut avoir des valeurs élevées et l'énergie cinétique moyenne correspond toujours aux prévisions théoriques.

Dans un travail en cours, nous étudions à rapport P_0/P_1 constant (ou $X_M \approx \text{Cte}$), l'influence des valeurs absolues de ces pressions, dans la formation du jet moléculaire. Nous observons (figure 97) qu'une augmentation des densités fait croître simultanément l'intensité I et le nombre de Mach M_E , ce qui est une conséquence de notre relation (125). Mais cette croissance est limitée par l'interaction entre le jet et l'écorceur, qui devient plus forte lorsque le jet devient plus dense. Les maxima se produisent souvent pour des valeurs de P_1 comprises entre 10^{-2} et 10^{-1} torr (CAMPARGUE et BRETON, 1971).

b) - Jets dopés

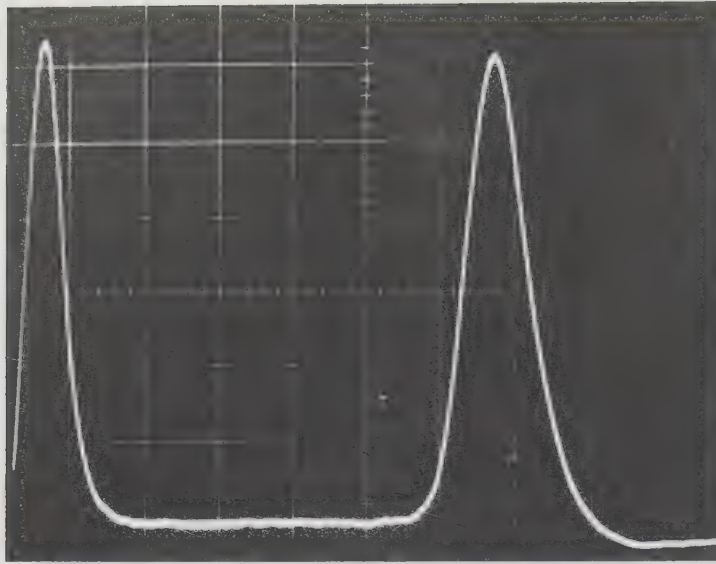
En utilisant l'hydrogène comme gaz vecteur, nous avons obtenu pour les molécules lourdes (Ar, Xe...), des énergies voisines de celles données par la relation (189). Les calculs ont été faits en prenant $\gamma = 5/3$, à cause des effets de relaxation étudiés au chapitre 16.

Dans le cas du xénon, deux pics séparés peuvent apparaître sur l'écran de l'oscilloscope, lorsque la pression génératrice P_0 est relativement faible (figure 98). Mais il suffit d'augmenter celle-ci pour que les molécules lourdes (xénon) rattrapent les molécules légères (H_2). Ainsi, notre méthode utilisant des densités relativement élevées, permet d'éliminer complètement cet effet de glissement. Dans ces conditions, on peut produire à température ambiante, des énergies de 1 eV et 3,4 eV pour l'argon et le xénon, respectivement.

L'élimination de l'effet de glissement demeure encore possible lorsqu'on élève la température génératrice. Ainsi, avec $T_0 \approx 900^\circ\text{K}$, nous avons obtenu, pour le xénon, une vitesse de 4 km.s^{-1} , ce qui représente une énergie voisine de 11 eV.

Ces valeurs sont nettement supérieures à celles produites antérieurement. On sait par exemple que ABUAF et al. (1967b) n'atteignaient que 7,17 eV avec une température génératrice plus de deux fois supérieure à celle qui nous a permis de dépasser 10 eV.

Ces résultats ont été présentés au "3ème Symposium International sur les Jets Moléculaires" (CANNES, juillet 1971) et seront prochainement publiés (CAMPARGUE et BRETON, 1971).



AZOTE

$D^* = 0,15 \text{ mm}$

$P_0 = 7 \text{ bars}$

Figure 96 - D'après cette courbe de temps de vol, obtenue pour l'azote, le nombre de Mach atteint la valeur $M_E \approx 17$.

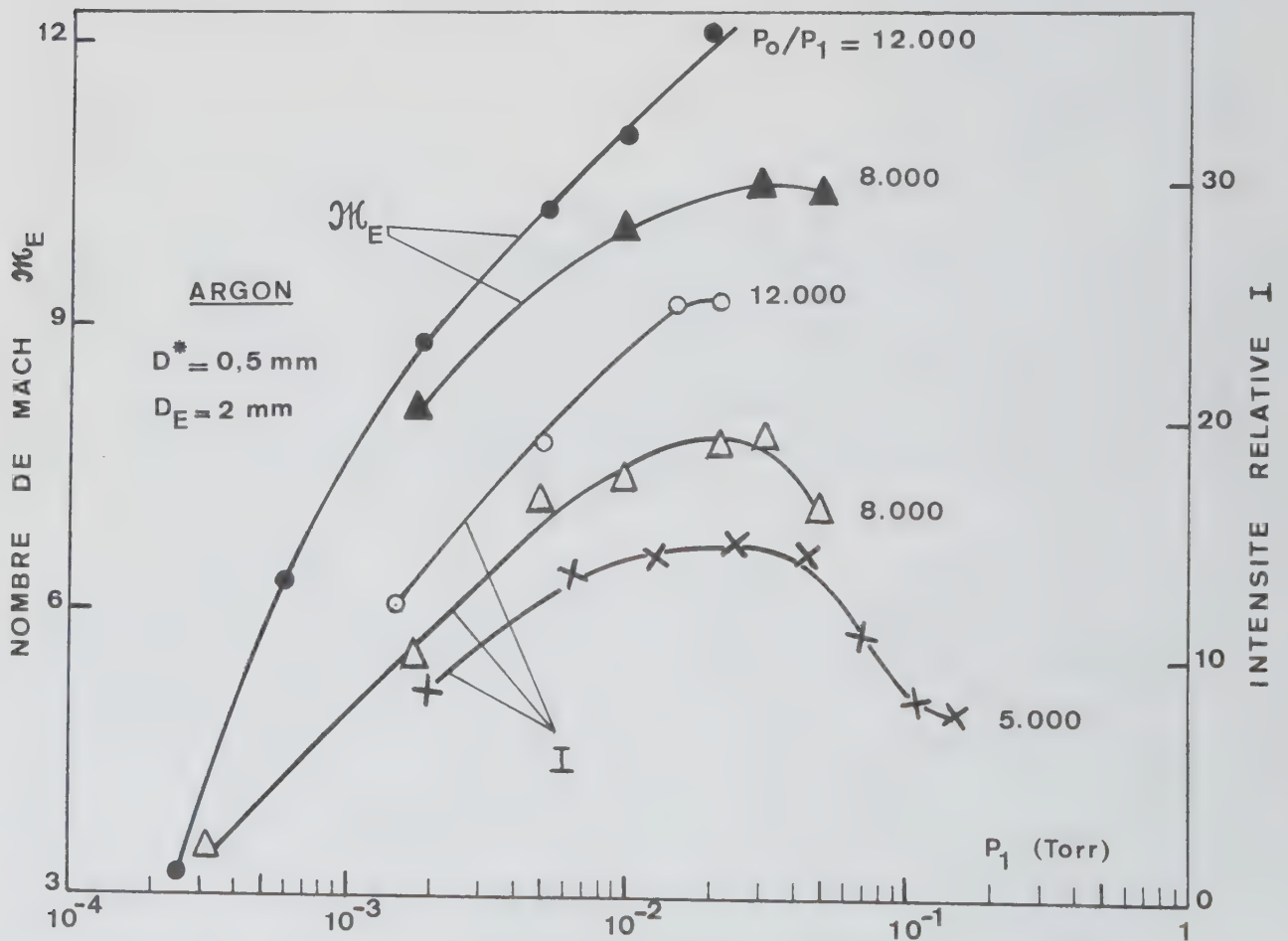
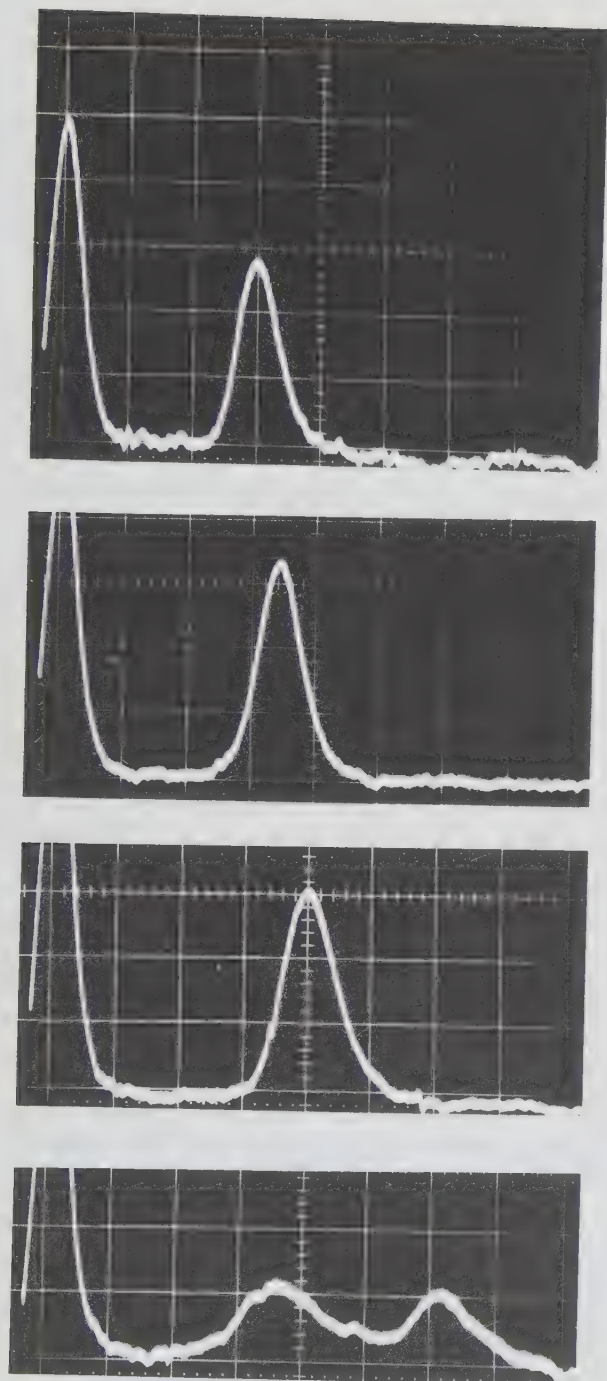


Figure 97 - Variations, en fonction de la pression résiduelle P_1 , des intensités I et des nombres de Mach M_E obtenus pour l'argon à vitesse de pompage constante dans la chambre de détente (x_M ou $P_0/P_1 = \text{Cte}$).



$D^* = 0,15\text{mm}$		$T_0 \approx 300\text{ K}$	
GAZ		P_0	
H_2		5 bars	
$H_2 - Xe$ (0,49%)		5 bars	
id		440 torr	
id		50 torr	

Figure 98 - Accélération aérodynamique du xénon par l'hydrogène : l'effet de glissement apparaît à faible pression génératrice et disparaît quand celle-ci augmente, ce qui permet d'obtenir 3,4 eV à température ambiante.

CONCLUSION

Notre étude de jets supersoniques, réalisée par simple extraction, a mis en évidence l'invasion du jet libre par le gaz résiduel de la chambre de détente. Ce phénomène apparaît dans des conditions où la raréfaction n'est pas suffisante pour que la structure de choc du jet libre s'évanouisse ($10^{-2} < P_1 < 1$ torr). Cependant, il suffit d'augmenter les densités pour le rendre négligeable et obtenir par suite une vraie "zone de silence" à l'intérieur de la cellule de Mach.

Nos expériences concernant les effets de séparation déjà connus, qui se produisent dans des jets de mélanges binaires, ont confirmé divers résultats expérimentaux et théoriques obtenus par d'autres auteurs. En plus de ces séparations "positives" (enrichissements en molécules lourdes sur l'axe de la tuyère), induites par le jet ou par la sonde, nous en avons trouvé une troisième qui s'exerce en sens inverse des précédentes ; il s'agit d'une séparation "négative" (enrichissement en molécules légères) induite par invasion du jet libre. Les effets observés peuvent être considérables par rapport à ceux prévus pour une membrane de diffusion gazeuse, en régime de KNUDSEN, même dans le cas des mélanges isotopiques. Ce phénomène compliqué, qui est lié à la traversée d'une onde de choc, offre une nouvelle direction de recherche dans le domaine de la séparation des molécules.

Nous avons aussi présenté une conception originale de générateurs de jets moléculaires, fonctionnant par double extraction d'un jet supersonique. La perturbation due au phénomène d'invasion est en effet rendue négligeable, non en diminuant la pression résiduelle P_1 dans la chambre de détente, mais en augmentant la pression génératrice P_0 et par suite la densité dans le jet libre. Cela permet de réaliser des appareils compacts relativement peu coûteux, qui donnent des nombres de Mach aussi grands ($15 < M < 20$) et des intensités plus élevées (10^{19} à $3 \cdot 10^{20}$ mol. $\text{ster}^{-1} \text{s}^{-1}$) que les générateurs construits par ailleurs. Ces résultats n'ont pu être atteints qu'en faisant une optimisation, à la suite d'une longue étude de nombreux paramètres géométriques et physiques intervenant dans la formation du faisceau moléculaire. Il faut signaler en particulier que l'interaction entre le jet et l'écorceur devient plus difficile à éliminer lorsqu'on augmente les densités. Ainsi apparaissent des conditions optimales que nous avons fait entrer dans une relation relativement simple et générale à γ constant.

En examinant 24 gaz différents, nous avons observé que la plupart des molécules se comportaient comme si leurs degrés de liberté de vibration n'existaient pas. Cela résulte d'effets de relaxation que l'on retrouve aussi pour les degrés de liberté de rotation de H_2 et D_2 , dont le comportement est voisin de celui des

gaz rares. Ainsi, il semble facile d'obtenir dans le faisceau moléculaire des états excités vibrationnellement ou même rotationnellement. Ils peuvent se révéler d'un grand intérêt dans l'étude des collisions inélastiques, surtout si les jets moléculaires sont produits à partir d'une haute enthalpie génératrice. C'est ce que nous pensons réaliser très prochainement à l'aide d'un four à 2 500°K qui devrait faciliter l'étude de certains processus physico-chimiques.

La méthode des jets dopés nous a déjà permis d'obtenir à température ambiante des énergies cinétiques de 1 à 3,4 eV. Nous avons atteint environ 11 eV avec une température génératrice ne dépassant pas 900°K. Avec des jets relativement denses, il est en effet possible de réduire ou même d'éliminer facilement l'effet de glissement entre les distributions des vitesses des molécules lourdes et légères.

Ainsi, nos recherches peuvent se poursuivre avec intérêt dans deux principales directions qui restent liées :

- d'une part, vers l'étude des effets de séparation des molécules (ondes de chocs),

- d'autre part, vers la production et les applications physico-chimiques de jets moléculaires d'énergie interne élevée (états excités) ou d'énergie cinétique intermédiaire (0,5 à 25 eV).

BIBLIOGRAPHIE

- ABUAF N., ANDERSON J.B., ANDRES R.P., FENN J.B.
Rarefied Gas Dynamics
(C.L. Brundin, éd.) Academic Press, New York, (1967a), Vol. II, 1317
- ABUAF N., ANDERSON J.B., ANDRES R.P., FENN J.B., MARSDEN D.G.H.
Science, (1967b), 155, 997
- ADAMSON T.C., Jr., NICHOLLS J.A.
Journal of the Aerospace Sciences, (1959), 26, 16
- AMDUR I., PEARLMAN H.
J. Chem. Phys., (1940), 8, 7
- AMDUR I., PEARLMAN H.
J. Chem. Phys., (1941), 9, 503
- ANDERSEN W.H., HORNIG D.F.
Phys. Fluids, (1961), 4, 650
- ANDERSON J.B., ANDRES R.P., FENN J.B.
"Advances in Atomic and Molecular Physics"
(I. Estermann et D.R. Bates, éd.) Academic Press, New York, (1965a), Vol. I, 345
- ANDERSON J.B., FENN J.B.
Phys. Fluids, (1965b), 8, 780
- ANDERSON J.B., ANDRES R.P., FENN J.B., MAISE G.
Rarefied Gas Dynamics
(J.H. de Leeuw, éd.) Academic Press, New York, (1966), Vol. II, 106
- ANDERSON J.B.
Entropie, (1967), 18, 33
- ASHKENAS H., SHERMAN F.S.
"Fourth International Symposium on Rarefied Gas Dynamics"
(1964), (livre des résumés, p. 74)

ASHKENAS H., SHERMAN F.S.

Rarefied Gas Dynamics

(J.H. de Leeuw, éd.) Academic Press, New York, (1966), Vol. II, 84

AUDIT P., ROUAULT M.

Entropie, (1967), 18, 22

AUDIT P.

J. Physique, (1969a), 30, 192

AUDIT P., ROUAULT M.

Rarefied Gas Dynamics

(L. Trilling et H.Y. Wachman, éd.) Academic Press, New York, (1969b), Vol. II, 1703

BECKER E.W., BIER K.

Z. Naturforsch., (1954), 9 a, 975

BECKER E.W., BIER K., BURGHOFF H.

Z. Naturforsch., (1955), 10 a, 565

BECKER E.W., HENKES W.

Z. Physik, (1956a), 146, 320

BECKER E.W., BIER K., HENKES W.

Z. Physik, (1956b), 146, 333

BECKER E.W., BEYRICH W., BIER K., BURGHOFF H., ZIGAN F.

Z. Naturforsch., (1957), 12 a, 609

BECKER E.W., KLINGELHOFER R., LHOSE P.

Z. Naturforsch., (1962), 17 a, 432

BIER K., SCHMIDT B.

Z. Angew. Phys., (1961), 13, 493

BIER K., HAGENA O.

Z. Angew. Phys., (1962), 14, 658

BIER K., HAGENA O.

Rarefied Gas Dynamics

(J.A. Laurmann, éd.) Academic Press, New York, (1963), Vol. I, 478

BIER K., HAGENA O.

Rarefied Gas Dynamics

(J.H. de Leeuw, éd.) Academic Press, New York, (1966), Vol. II, 260

BIRD R.B., STEWART W.E., LIGHTFOOT E.N.

Transport Phenomena, John Wiley and Sons, New York, (1962)

BOSSEL U.

PH.D., THESIS, BERKELEY, Univ. Of Calif., (1968)

BOSSEL U.

Entropie,(1969),30, 11

BOSSEL U., HURLBUT F.C., SHERMAN F.S.

Rarefied Gas Dynamics

(L. Trilling, H.Y. Wachman, éd.) Academic Press, New York,(1969),Vol. II, 945

BOSSEL U.

Communication privée,(1970)

BRAY K.N.C.

J. Fluid Mech.,(1959),6, 1

BROWN R.F., HEALD J.H., Jr.

Rarefied Gas Dynamics

(C.L. Brundin, éd.) Academic Press, New York,(1967),Vol. II, 1407

CAMPARGUE R.

Brevet français N° 1.360.332, 28 mars(1963)

CAMPARGUE R.

Rev. Sci. Instr.,(1964) 35, 111

CAMPARGUE R.

Rarefied Gas Dynamics

(J.H. de Leeuw, éd.) Academic Press, New York,(1966a), Vol. II, 279

CAMPARGUE R.

Molecular Relaxation Processes

Academic Press, New York,(1966b), 20, 287

CAMPARGUE R.

Brevet français N° P.V. 102.845, 14 avril(1967 a)

CAMPARGUE R.

Entropie,(1967b), 18, 55

CAMPARGUE R.

Brevet français N° P.V. 151.768, 14 mai(1968)

CAMPARGUE R.

Rarefied Gas Dynamics

(L. Trilling, H.Y. Wachman, éd.) Academic Press, New York,(1969a), Vol. II, 1003

CAMPARGUE R.

Comptes Rendus,(1969b) 268, A, 1427

CAMPARGUE R.

Comptes Rendus,(1969c), 268, A, 1646

CAMPARGUE R.

Entropie,(1969d), 30, 15

CAMPARGUE R.

J. Chem. Phys., (1970), 52, 1795

CAMPARGUE R., BRETON J.P.

Comptes rendus sur le 3ème Symposium International sur les jets moléculaires
(Cannes, juillet 1971). A paraître dans la revue ENTROPIE

CENTER R.E.

Phys. Fluids, (1967), 10, 1777

CHANG J.H.

PH. D. Thesis, Princeton University, (1967)

CHAPMAN S., COWLING T.G.

The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge University Press, (1953)

CLAUSNITZER G.

University of Minnesota, Annual Report, 52, (1959)

COMOLET R.

Mécanique Expérimentale des Fluides

(Masson et Cie, éditeur, Paris), (1961), Tome I

COTTRELL T.L., Mc COUBREY J.C.

"Molecular Energy Transfer in Gases"

Butterworths Scientific Publications, London (1961)

CRIST S., SHERMAN P.M., GLASS D.R.

A.I.A.A. Journal, (1966), 4, 68

DEVIIENNE F.M., SOUQUET J.

Rarefied Gas Dynamics

(L. Talbot, éd.) Academic Press, New York, (1961), 83

DEVIIENNE F.M., GRAVE B., SOUQUET J., CLAPIER R.

Rarefied Gas Dynamics

(J.A. Laurmann, éd.), Academic Press, New York, (1963), 362

DEVIIENNE F.M., SOUQUET J., ROUSTAN J.C.

Rarefied Gas Dynamics

(J.H. de Leeuw, éd.) Academic Press, New York, (1966a), 584

DEVIIENNE F.M.

Rarefied Gas Dynamics

(J.H. de Leeuw, éd.), Academic Press, New York, (1966b), 595

DEVIIENNE F.M., ROUSTAN J.C., ROUSTAN A., CLAPIER R.

Entropie, (1969), 30, 53

DUNOYER L.

Comptes rendus, (1911a), 152, 594

DUNOYER L.

Le Radium, (1911b), 8, 142

DUSHMAN S.

Vacuum Technique

Wiley, New York, (1962)

ESTERMAN I., FRISCH R., STERN O.

Z. Physik, (1931), 73, 348

ESTERMAN I.

Rev. Mod. Phys., (1946), 18, 300

FENN J.B., DECKERS J.

Rarefied Gas Dynamics

(J.A. Laurmann, éd.), Academic Press, New York, (1963), Vol. I, 497

FENN J.B., ANDERSON J.B.

Rarefied Gas Dynamics

(J.H. de LEEUW, éd.) Academic Press, New York, (1966), Vol. II, 311

FENN J.B.

Entropie, (1967), 18, 11

FOWLER R., GUGGENHEIM E.A.

"Statistical Thermodynamics"

Cambridge University Press, (1956)

FRENCH J.B.

A.I.A.A. Journal, (1965), 3, 993

FRENCH J.B.

Agardograph 112 (NATO), April (1966)

FRENCH J.B., O'KEEFE D.R.

Rarefied Gas Dynamics

(J.H. de LEEUW, éd.), Academic Press, New York, (1966), Vol. I, 299

FRENCH J.B., LOCKE J.W.

Rarefied Gas Dynamics

(C.L. Brundin, éd.), Academic Press, New York, (1967), Vol. II, 1461

FRENCH J.B., Mc MICHAEL G.E.

Rarefied Gas Dynamics

(C.L. Brundin, éd.), Academic Press, New York, (1967), Vol. II, 1385

GIORDMAINE J.A., WANG T.C.

J. Appl. Phys., (1960), 31, 463

GORDON J.P., ZEIGER H., TOWNES C.H.

Phys. Rev., (1955), 99, 1264

GOVERS T.R., LEROY R.L., DECKERS J.M.

Rarefied Gas Dynamics (L. Trilling et H.Y. Wachman, éd.)

Academic Press, New York, (1969), Vol. II, 985

GRIFFITH W.

J. Appl. Phys., (1950), 21, 1319

HAGENA O.F., HENKES W.

Z. Naturforsch (1960), 15a, 851

HAGENA O.F., MORTON H.S. Jr.

Rarefied Gas Dynamics

(C.L. Brundin, éd.) Academic Press, New York, (1967), Vol. II, 1369

HAGENA O.F., VARMA A.K.

Rev. Sci. Instr., (1968), 39, 47

HAGENA O.F.

Rarefied Gas Dynamics

(L. Trilling et H.Y. Wachman, éd.), Academic Press, New York, (1969), Vol. II, 1465

HAGENE M., PASQUERAULT D., TREGUIER J.P.

Comptes Rendus, (1969a), 268, B, 1354

HAGENE M., PASQUERAULT D., TREGUIER J.P.

Comptes rendus, (1969b), 269, B, 1297

HAMEL B.B., WILLIS D.R.

Phys. Fluids, (1966), 9, 829

HANES G.R.

J. Appl. Phys., (1960), 31, 2171

HENKES W.

Z. Naturforsch, (1961), 16 a, 842

HERZFIELD K.F., LITOVITZ T.A.

"Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves"

Academic Press, New York, (1959)

HIRSHFELDER J.O., CURTISS C.F., BIRD R.B.

Molecular Theory of Gases and Liquids,

John Wiley and Sons, New York, (1954)

HUSHFAR F., ROGERS J.W., WEBB D.

Rarefied Gas Dynamics

(C.L. Brundin, éd.), Academic Press, New York, (1967), Vol. II, 1427

JONES T.V.

Rarefied Gas Dynamics

(C.L. Brundin, éd.) Academic Press, New York, (1967), Vol. II, 1393

KANTROWITZ A.

J. Chem. Phys., (1946), 14, 150

KANTROWITZ A., GREY J.

Rev. Sci. Instr.,(1951),22, 328

KELLER R., DICK L., FIDECARO M.

Rapport CERN 60-2,(1960)

KESSLER R.W., KOGLIN B.

Rev. Sci. Instr.,(1966) 37, 682

KISTIAKOWSKY G.B., SLICHTER W.P.

Rev. Sci. Instr.,(1951) 22, 333

KLINGELHOFER R., LHOSE P.

Phys. Fluids,(1964) 7, 379

KNUTH E.L.

U.C.L.A. Dept. Eng. Rept. No., 63-30,(1963)

KNUTH E.L.

U.C.L.A. Rept. No. 64-53, November,(1964a)

KNUTH E.L.

Appl. Mech. Rev.,(1964b),17, 751

KNUTH E.L., KULUVA N.M., CALLINAN J.P.

Entropie,(1967),18, 38

LEFKOWITZ B., KNUTH E.L.

Rarefied Gas Dynamics

(L. Trilling et H.Y. Wachman, éd.) Academic Press, New York,(1969),Vol.II, 1421

LIEPMANN H.W., ROSHKO A.

Eléments de Dynamique des Gaz

Gauthier-Villars, Paris,(1962)

LOVE E.S., GRIGSBY C.E., LEE P.L., WOODLING M.J.

Technical Report, NASA TR-R6,(1959)

MAIRE J.C.

Bull. Soc. Chim., 1961 (2476)

MARRONE P.V.

Phys. Fluids,(1967),10, 521

Mc MICHAEL G.E., FRENCH J.B.

Phys. Fluids.,(1966),9, 1419

MIKAMI H., TAKASHIMA Y.

Bull. Tokyo Inst. Tech.,(1964),61, 67

MIKAMI H., TAKASHIMA Y.

Int. J. Heat Mass Transfer,(1968),11, 1597

MILLER D.R., ANDRES R.P.

J. Chem. Phys., (1967), 46, 3418

MINTEN A., OSBERGHAUS O.

Z. Physik, (1958), 150, 74

MOORE W.J.

Physical Chemistry, Prentice Hall Inc., New York, (1955)

traduit par Aberdam H., Chimie Physique, Dunod, Paris, (1957)

MORAN J.P.

M.I.T., Fluid Dynamics Research Laboratory, Report, T 68-1, (1968)

NENNER T., CAMPARGUE R., CONSTANT M.

Comptes Rendus (1969), 269, C, 361

OWEN P.L., THORNHILL C.K.

Aeronautical Res. Council (U.K.) R et M, N° 2616, (1948)

PARKER H.M., KUHLETHAU A.R., ZAPATA R., SCOTT J.E., Jr.

Rarefied Gas Dynamics

(F.M. Devienne, éd.) Pergamon Press, London, (1960), Vol. II, 69

PHINNEY R.

A.I.A.A. Journal, (1964), 2, 240

RAMSEY N.F.

"Molecular Beams"

Oxford Univ. Press, London and New York, (1963)

REIS V.H.

Princeton Univ. Report No-FLD-7, May (1962)

REIS V.H., FENN J.B.

J. Chem. Phys., (1963), 39, 3240

ROBBEN F., TALBOT L.

Phys. Fluids, (1966), 9, 644

ROS A.

Thèse de spécialité, Orsay, (1967)

ROSENGARD A.

Communication privée, (1967)

ROTHER D.E.

Phys. Fluids, (1966), 9, 1643

SCHÜGERL K.

Rarefied Gas Dynamics

(L. TRILLING, H.Y. WACHMAN, éd.), Academic Press, New York, (1969), Vol. II, 909

SCOLES G., TORELLO F.

Mecanica,(1968),3, 20

SCOTT J.E. Jr., DREWRY J.E.

Rarefied Gas Dynamics

(F.M. Devienne, éd.) Academic Press, New York,(1963),Vol. II, 228

SCOTT J.E. Jr., PHIPPS J.A.

Rarefied Gas Dynamics

(C.L. Brundin, éd.), Academic Press, New York,(1967),Vol. II, 1337

SEBACHER D.I.

AIAA Journal,(1968),6, 51

SEBACHER D.I., GUY R.W., LEE L.P.

Rarefied Gas Dynamics

(L. Trilling et H.Y. Wachman, éd.), Academic Press, New York,(1969),Vol.II, 931

SHAPIRO A.H.

"The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow"

Ronald Press Co, New York,(1953)

SHERMAN F.S.

Rarefied Gas Dynamics

(J.A. Laurmann, éd.) Academic Press, New York,(1963a),Vol.II, 228

SHERMAN F.S.

Lockheed Missiles and Space Co

6-90-63-61, (1963b)

SHERMAN F.S.

Phys. Fluids,(1965),8, 773

SKINNER G.T.

Phys. Fluids,(1961),4, 1172

SKINNER G.T., MOYSIS J.

Phys. Fluids,(1965),8, 452

SKINNER G.T., FETZ B.H.

Rarefied Gas Dynamics

(J.H. de Leeuw, éd),(1966),Vol. II, 536

SMITH K.F.

"Molecular Beams"

Methuen, London,(1955),

STERN S.A., WATERMAN P.C., SINCLAIR T.F.

J. Chem. Phys.,(1960),33, 805

FAHRENDEN P.A.

Final Report on the Jet Separation Method

Oxford REPT. N° 36 Br. 694, Clarendon Laboratory, (1946)

TAYLOR G.I., MACCOL J.W.

Proceedings of the Royal Society (G.B.)

(1933) Vol. 139, 278

THIRION J., BEURTEY R., PAPINEAU A.

Helvetica Physica Acta, Supplementum VI, (1960), 108

TRILLING L., FALCOVITZ J., MORAN P., WACHMAN H.Y.

Entropie, (1969), 30, 65

VALLEAU J.P., DECKERS J.

Can. J. Chem., (1965), 43, 6

WATERMAN P.C., STERN S.A.

J. Chem. Phys., (1959), 31, 405

WOLFF W.S. (1962)

Travail effectué à la "Lockheed Missiles and Space Company (PALO ALTO, U.S.A.)

Voir SHERMAN F.S., (1963b), et ASHKENAS H., SHERMAN F.S., (1966)

YOUNG W.S., KNUTH E.L.

Entropie, (1969), 30, 25

ZACHARIAS J.R.

Phys. Rev., (1954), 94, 751 T

ZAFATA R.N., PARKER H.M., BODINE J.H.

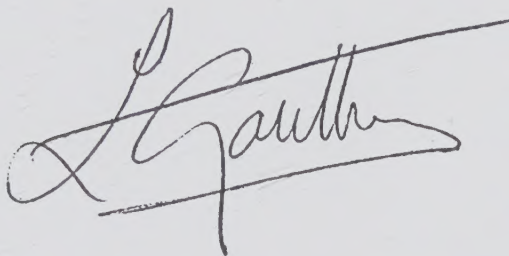
Rarefied Gas Dynamics

(L. Talbot, éd.), Academic Press, New York, (1961), 67

ZIGAN F.

Z. Naturforsch., (1962), 172, 772

Vu et approuvé
Paris, le 11 février 1970
Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Paris

A handwritten signature in dark ink, appearing to read 'L. Gauthier'. The signature is stylized with a large initial 'L' and a long horizontal stroke extending to the right.

Vu
et Permis d'Imprimer
Le Recteur de l'Académie
de Paris

Robert MALLET

